ORSAY
Série A
N° d'ordre
194

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR-INGENIEUR

par

Gérard BERGER

Sujet de la Thèse : ETUDE DU RETARD A L'ETABLISSEMENT DE LA DECHARGE COURONNE

Soutenue le 26 juin 1973 devant la Commission d'examen

MM. A. BLANC-LAPIERRE Président
G. FOURNET
R. LACOSTE
M. GOLDMAN
P.C. JOHNSON
C. GARY
Examinateurs

ETUDE DU RETARD A L'ETABLISSEMENT

DE LA DECHARGE COURONNE

ET ANALYSE DE L'INTERACTION

DECHARGE - PLAN CATHODIQUE

par

Gérard BERGER

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Je tiens tout d'abord à exprimer ma sincère reconnaissance à Monsieur GOLDMAN qui m'a accueilli au sein de son équipe.

Que Monsieur BLANC-LAPIERRE reçoive ici l'expression de ma gratitude pour l'honneur qu'il m'a fait d'accepter la présidence du jury et la possibilité qu'il m'a accordée de mener à bien ce travail.

Je suis particulièrement reconnaissant à Monsieur JOHNSON pour son étroite collaboration scientifique.

Je remercie les autres membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail.

Il m'est agréable de nommer Messieurs LOUBIERE et CROCHET pour l'assistance technique qu'ils m'ont apportée.

Qu'il me soit permis de remercier tous mes amis du Laboratoire de Physique des Décharges à l'Ecole Supérieure d'Electricité qui ont contribué à titres divers à l'élaboration de cette thèse.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION....................................Page 1

CHAPITRE 1 : EVOLUTION TEMPORELLE DE LA DECHARGE COURONNE.............................. 4

1 - 1 Création et propagation du dard... 6
1.1.1. Notion de dard............. 6
1.1.2. Propagation du dard........ 6
1.1.3. Evolution temporelle du dard....................... 8
A- Tension continue.......... 8
B- Tension impulsionnelle..... 12

1 - 2 Le canal et la transition dard-canal.............................. 14
1 - 3 L'arc transitoire................. 15
1 - 4 Distribution statistique des temps de retard.......................... 16
1.4.1.Temps de retard de formation 16
1.4.2.Temps de retard statistique. 18
1 - 5 Processus fondamentaux entrant dans la physique de la décharge prédisruptive...................... 23
1.5.1.Processus liés aux électrons 23
1.5.2.Processus liés aux ions négatifs.................... 25

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548016_0024

1.5.3.Processus liés aux ions positifs.................. 26
1.5.4.Processus liés à l'excitation des molécules...... 27

CHAPITRE 2 : REALISATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE MESURE DES DISTRIBUTIONS DES TEMPS DE RETARD............... 28

2 - 1 Réalisation de la tension impulsionnelle 29
2.1.1.Description du générateur 29
2.1.2.Fonctionnement du générateur................... 30
2.1.3.Réalisation pratique du générateur.............. 31
2.1.4.Fréquence de répétition de la tension............ 34
2 - 2 Réalisation du convertisseur temps-amplitude................ 36
2.2.1.Schéma de principe du convertisseur............ 36
2.2.2.Fonctionnement du convertisseur.............. 37
2.2.3.Réalisation pratique du convertisseur............ 39
2 - 3 Utilisation de l'analyseur d'amplitude multicanaux........ 40
2 - 4 Appareillages divers........... 40
2 - 5 Obtention d'un spectre expérimental....................... 42

CHAPITRE 3 : RESULTATS EXPERIMENTAUX RELATIFS AUX DISTRIBUTIONS DES TEMPS DE RETARD......................... 43
3 - 1 Allure générale des spectres expérimentaux................. 43

3 - 2 Influence de la tension V....... 45
3 - 3 Influence de la fréquence F..... 48
3.3.1. Domaines des basses fréquences 48
3.3.2. Domaine des fréquences moyennes.................. 48
3.3.3. Domaine de fréquences élevées.................. 50
3 - 4 Etude préliminaire des résultats expérimentaux.................. 51
3.4.1. Forme générale des spectres dans les domaines des basses et moyennes fréquences.................. 51
3.4.2. Cas des fréquences élevées 52
3.4.3. Autres tests............. 53

CHAPITRE 4 : INTERPRETATION DES MESURES DE TEMPS DE RETARD.................. 54

4 - 1 Origine de l'électron primaire dans le domaine des basses fréquences....................... 54
4.1.1. Emission de champ à la cathode.................. 54
4.1.2. Production de paires ion-électron.................. 55
4.1.3. Détachement de l'électron à partir d'un ion négatif. 57

4 - 2 Calcul théorique des distributions de temps de retard dans le cas des basses fréquences....... 58
4.2.1. Détermination de la densité de probabilité......... 59
4.2.2. Application du calcul à un modèle plan.............. 61
4.2.3. Amélioration du modèle.... 63
4 - 3 Conditions de l'influence d'une décharge sur la suivante........ 64
4.3.1. Effet de charge d'espace.. 65
4.3.2. Influence des métastables. 65
4.3.3. Application aux fréquences moyennes et élevées....... 68

CHAPITRE 5 : APPLICATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL PRECEDENT A L'ETUDE DE L'INTERACTION DARD-SURFACE CATHODIQUE..... 70

5 - 1 Nature de l'interaction dard-surface cathodique................. 70
5 - 2 Principe de l'étude spectroscopique.......................... 74
5 - 3 Dispositif expérimental......... 74
5.3.1. Etude des spectres en fonction du temps............ 76
5.3.2. Etude des spectres en fonction de la longueur d'onde 77
5 - 4 Techniques opératoires.......... 77
5 - 5 Résultats expérimentaux........ 79
5 - 6 Interprétation des mesures...... 82

CONCLUSION.................................. 85

ANNEXES..................................... 86

INTRODUCTION

L'application à un intervalle interélectrodes d'une haute tension impulsionnelle donne lieu, avec un certain retard, à l'établissement d'une décharge couronne (décharge prédisruptive à haute pression en géométrie inhomogène). L'étude de ce retard revêt une grande importance tant du point de vue théorique que pratique. Outre une meilleure compréhension des mécanismes de formation d'une décharge prédisruptive, elle permet d'établir une probabilité de claquage, par exemple dans le cas des lignes à très haute tension lorsqu'une manoeuvre est effectuée sur le réseau. Ce risque de claquage dépend du front de montée, de l'amplitude et de la durée de la perturbation.

Ce retard est en réalité, séparable en deux composantes, retards statistique d'une part, de formation d'autre part. Le temps de retard statistique correspond à la création dans l'espace interélectrodes d'un électron-germe en un lieu tel que sa multiplication par avalanches électroniques conduise au développement d'une décharge couronne, cette dernière étape ayant pour durée le temps de formation.

Dans nos conditions d'étude, le retard de formation est pratiquement négligeable (0,1 ns.) devant le retard statistique qui peut dépasser quelques dizaines de microsecondes.

Bien que très importante du point de vue pratique, l'étude systématique des distributions de temps de retard statistique, à la pression atmosphérique, n'existe pas quelle que soit

la géométrie utilisée. En particulier, cette étude s'avère nécessaire en géométrie pointe-plan, qui est la plus fréquemment employée dans les applications industrielles pour définir un critère de dimensionnement des appareillages électriques. C'est également la plus répandue dans la nature.

Par ailleurs, les travaux antérieurs établissent que le développement d'une décharge couronne perturbe pendant un temps très mal connu le milieu interélectrodes, cette perturbation ayant d'importantes conséquences sur le démarrage et la propagation des décharges ultérieures.

Nous nous proposons d'étudier la répartition des temps de retard statistique à l'établissement d'une décharge prédisruptive entre une pointe et un plan, dans l'air atmosphérique, à l'aide d'un dispositif électronique ultra-rapide assurant une résolution en temps élevée (200 ps.). Les conditions de l'influence d'une décharge prédisruptive sur la suivante sont ensuite analysées. Enfin, la contribution apportée par le plan cathodique aux mécanismes de création et de développement de la décharge couronne est mise en évidence d'une part à partir des résultats de l'étude statistique citée plus haut, d'autre part par voie de spectroscopie par l'étude de l'interaction décharge couronne-surface cathodique.

En conséquence, après avoir fait le point de nos connaissances actuelles relatives à l'établissement d'une décharge couronne dans le premier chapitre, nous consacrerons les chapitres 2 et 3 à la méthode expérimentale et aux résultats bruts des mesures de temps de retard statistique. Le chapitre 4 traitera de l'interprétation des résultats précédents.L'étude

de l'interaction décharge-surface cathodique fera l'objet du chapitre 5.

CHAPITRE 1

EVOLUTION TEMPORELLE DE LA DECHARGE COURONNE

On sait depuis quelques dizaines d'années que la formation d'un arc est précédée du développement entre les électrodes d'une décharge prédisruptive. En géométrie inhomogène, à la pression atmosphérique, cette décharge prédisruptive prend le nom de décharge couronne.

Le choix de cette géométrie tient à des considérations théoriques et pratiques. Du point de vue théorique, elle permet d'étudier le rôle de la charge d'espace sur le développement ultérieur de l'ionisation en négligeant l'action du champ électrostatique appliqué. Cette configuration n'autorise en fait les mécanismes d'ionisation par le champ électrostatique que dans un domaine proche de la pointe. Du point de vue pratique, c'est la géométrie la plus répandue dans la nature. On l'utilise donc comme référence pour définir un critère de claquage électrique dans les applications industrielles soumises à de hautes tensions.

En pointe positive-plan, on réalise un champ électrique intense à la pointe pour des tensions appliquées relativement basses (de l'ordre d'une dizaine de kilovolts pour des intervalles interélectrodes voisins du centimètre). Dans ces conditions, la décharge couronne positive offre l'aspect de filaments lumineux s'étendant de la pointe vers le plan.

L'apparence visuelle de la décharge dépend de la nature de la tension appliquée. En tension continue, on assiste à la formation et au développement d'un seul filament tandis qu'en tension impulsionnelle, une multitude de filaments sont visibles suivant une configuration dite "en parapluie" {MAR 72}. Toutefois, dans les deux cas précédents, l'évolution temporelle de la décharge sera semblable.

Tension continue Tension impulsionnelle

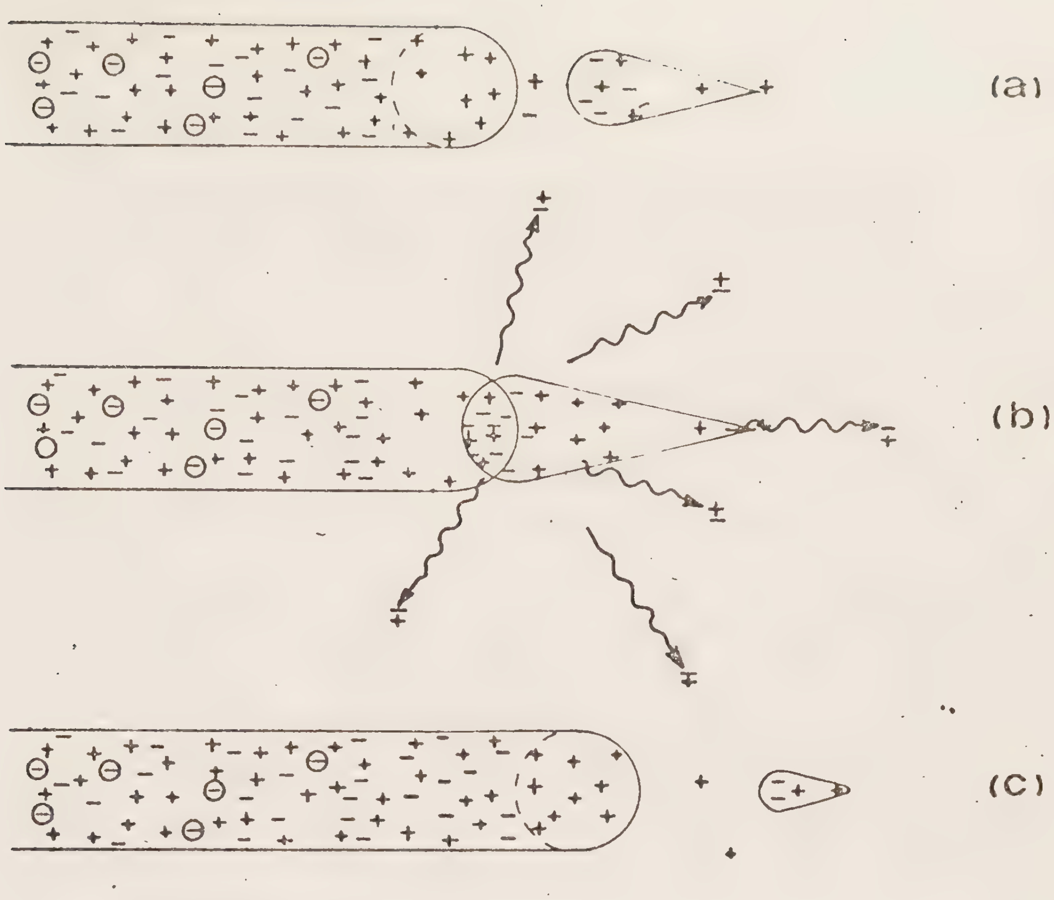
1 - 1 - CREATION ET PROPAGATION DU DARD

1 - 1 - 1 - Notion de dard

Nous avons noté précédemment que la décharge couronne se présente sous l'aspect d'un seul filament lumineux en tension continue. En réalité, une étude plus fine des phénomènes démontre que la décharge couronne en pointe positive-plan est composée de deux types de décharges qui se superposent {LOE 65} : le premier correspond à l'évolution d'une lueur entourant la pointe et ce sont des impulsions faibles de courant, de longue durée, que l'on recueille à la cathode (burst-pulses) ; le second, et c'est celui que nous allons étudier, est le résultat de la répétition de décharges individuelles filamentaires. Dans cette dernière situation, l'analyse de chacun de ces filaments montre que seule la tête du filament est lumineuse. En conséquence, le développement apparent d'un filament résulte de la propagation d'une zone lumineuse de faibles dimensions (de l'ordre de 40 μ.), à très grande vitesse (10^8 cm/s), de la pointe vers le plan. Nous désignerons par la suite cette zone lumineuse sous le nom de dard, terminologie adoptée dans {MAR 72}.

1 - 1 - 2 - Propagation du dard

On peut schématiser, en pointe positive-plan, le mécanisme de propagation du dard vers le plan suivant le schéma suivant :



a) - Un photoélectron est libéré dans le gaz par photoionisation. Il se multiplie par avalanche électronique dans le champ de charge d'espace positive localisée à l'extrémité du filament.

b) - L'avalanche électronique atteint une taille telle qu'elle neutralise la charge positive qui a permis le développement de l'avalanche. Le nombre élevé d'électrons associés à l'ionisation et présents dans la tête d'avalanche assure une excitation des molécules de gaz. La désexcitation de ces molécules se traduit par la création, au sein du gaz, de photoélectrons. Ces photoélectrons deviennent la source d'une nouvelle avalanche s'ils sont créés dans une région

proche de l'axe du filament pour lequel le champ de charge d'espace positive est maximum.

c) - La situation de (a) est alors reproduite en (c) à ceci près qu'une étape a été franchie en direction du plan.

Ce mécanisme, dû à Loeb et Raether {LOE 39}, a été amélioré par Dawson {DAW 65}. Une conséquence importante de ce mécanisme est de définir un critère de formation et de propagation du dard. Nous avons vu qu'il exige que l'avalanche électronique issue du photoélectron soit de taille telle que la charge d'espace positive en tête de filament soit neutralisée. Cette condition impose que le nombre d'électrons créés par l'avalanche soit au moins de l'ordre de 10^8 {MEE 40},{RAE 41} , {DAW 65} , {GAL 72}.

1 - 1 - 3 - Evolution temporelle du dard

Nous distinguons dans ce paragraphe le dard créé sous tension continue du dard formé sous tension impulsionnelle.

A - Tension continue

Sur son passage, le dard développe une charge d'espace, ce qui entraîne un bouleversement complet de la répartition du potentiel dans l'intervalle interélectrodes. La présence près de la pointe d'une charge d'espace positive interdit toute formation de dard ultérieur. Une fois cette charge d'espace balayée par le champ électrique, les conditions de formation d'un dard sont de nouveaux favorables et un nouveau dard apparaît.

La fréquence de répétition des dards en tension continue pourrait être ainsi expliquée {LOE 65}.

L'observation d'une décharge couronne individuelle montre que la décharge se compose d'un dard unique (non ramifié), localisé sur l'axe de symétrie du système. Ceci peut s'expliquer par le fait que le dard produit sur son passage des molécules excitées dans un état métastable {ACK 68}. En effet, ces molécules sont plus facilement photoionisables, ce qui expliquerait que le dard suive la traînée de métastables laissée par les dards précédents, eux-mêmes localisés sur l'axe de symétrie par le vent électrique.

La propagation du dard entre la pointe et le plan se traduit à la cathode par un courant i_k semblable à celui de la figure 1 - 3.

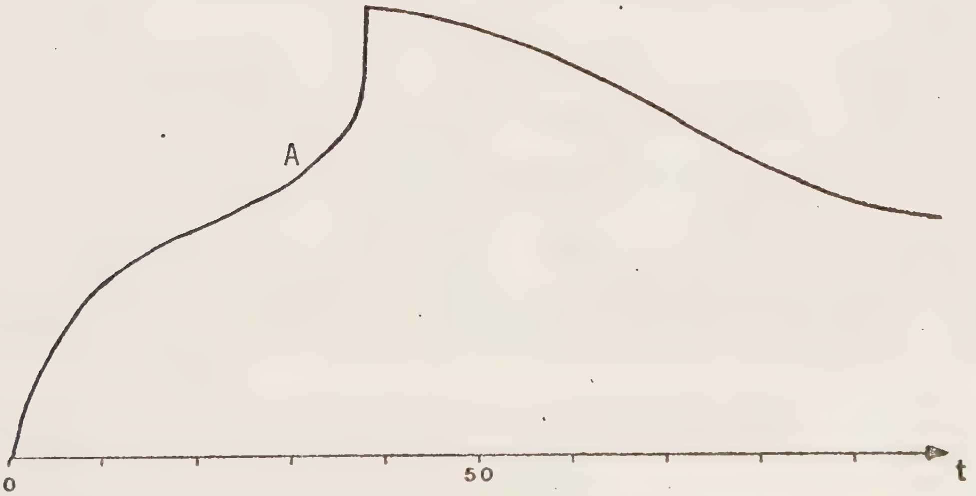


Fig 1_3_Courant I_k en tension continue

Le point A représente l'arrivée du dard sur le plan.

Nous avons pu relier le temps de descente τ du dard au plan à la tension appliquée par une loi empirique de type : $\tau\ U^{7/2}$ = constante, pour une configuration interélectrodes donnée.

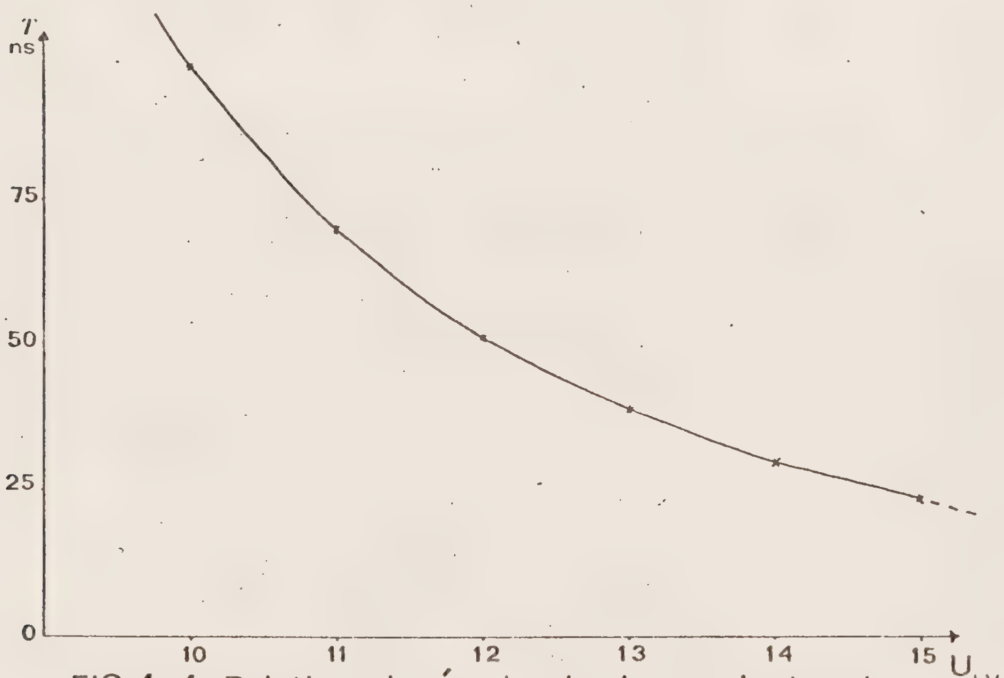
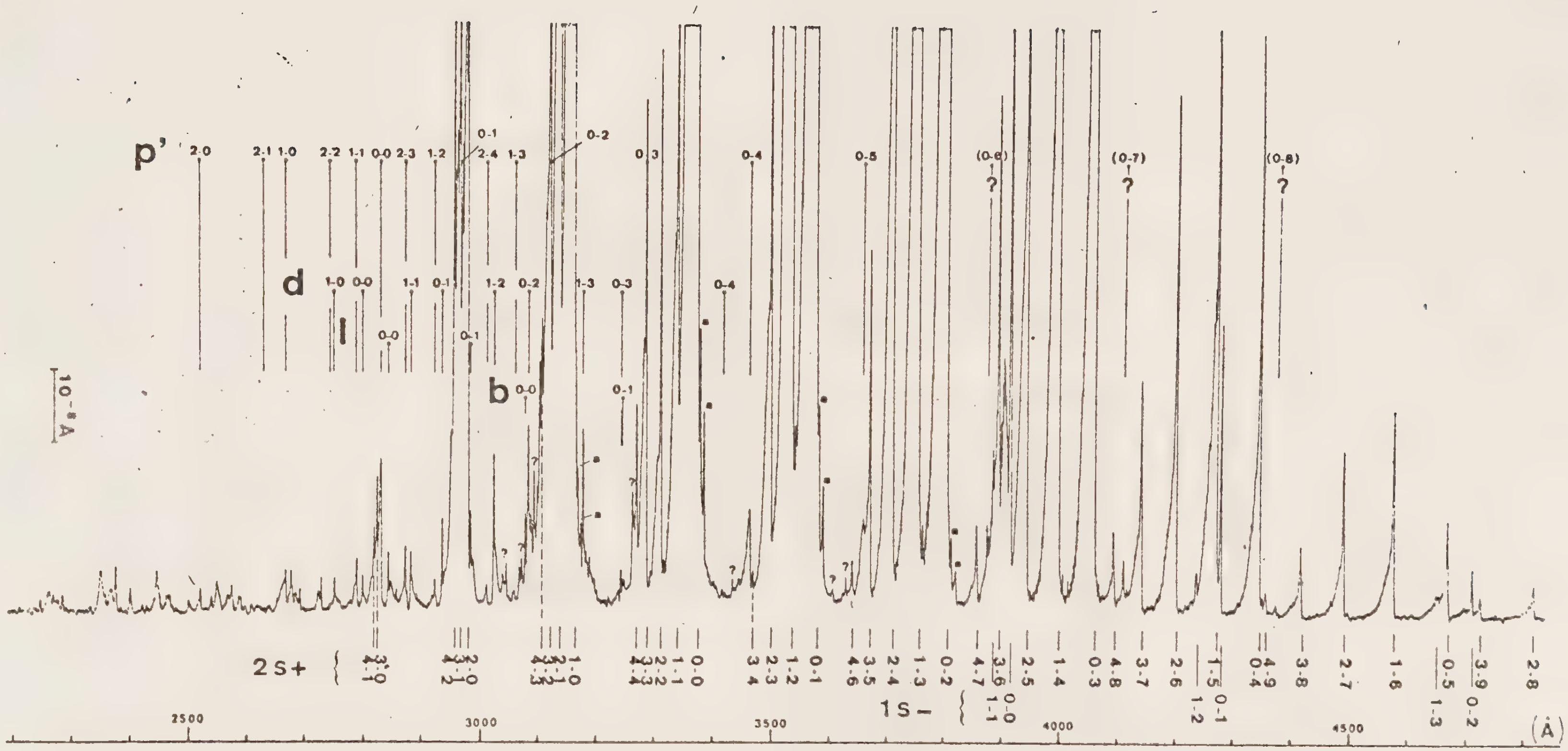


FIG 1-4- Relation durée du dard avec la tension

L'étude du spectre lumineux émis par le dard révèle des bandes intenses d'azote moléculaire N_2 (second système positif : $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$) et d'azote moléculaire ionisé N_2^+ (premier système négatif : $B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$) {MAR 69}, {MAR 70}.

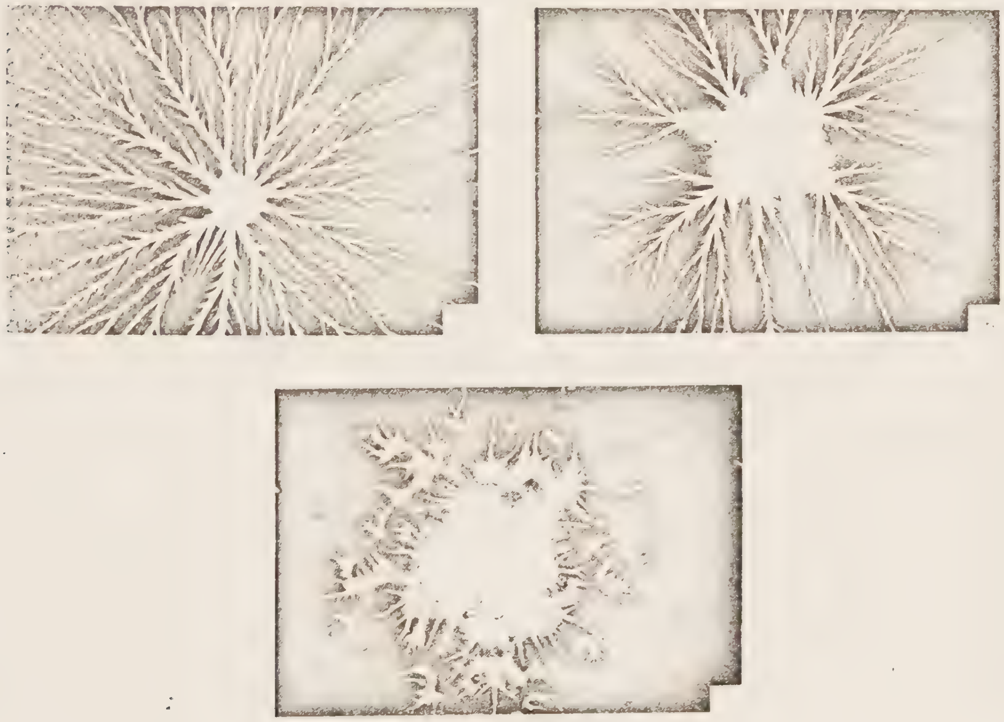


Fig—1—5— Radiations émises entre 2 200 et 4 800 Å.

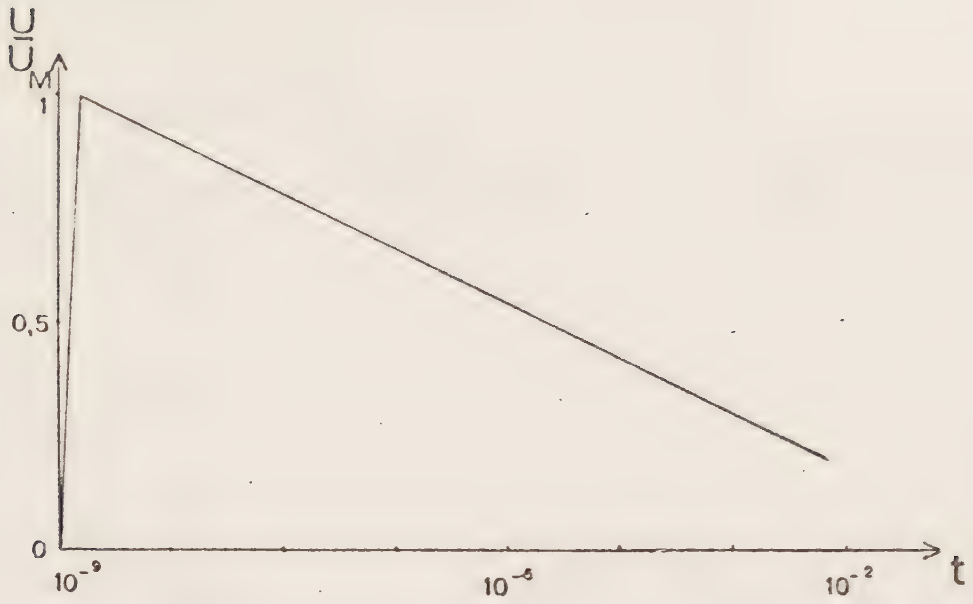
$2s^+$: 2[e] système positif de N_2; $1s^-$: 1[er] système négatif de N_2^+; p' : $p'\,^1\Sigma_u^+ \rightarrow a\,^1\Pi_g$; d : $d\,^1?_u \rightarrow a\,^1\Pi_g$; l : $l\,^1\Pi_u \rightarrow a\,^1\Pi_g$ et b : $b\,^1\Pi_u \rightarrow a\,^1\Pi_g$, de N_2. Les transitions vibrationnelles placées entre ( ) surmontant des ? sont supposées appartenir à p'. a : bandes parasites dues aux défauts du réseau de diffraction.

B - <u>Tension impulsionnelle</u>

On assiste, en tension impulsionnelle, à une ramification du filament lumineux issu de la pointe en une multitude de dards. Nasser {NAS 66} a mis en évidence, par la technique des figures de Lichtenberg, que le dard se ramifie en cours de route et que son potentiel diminue à mesure qu'il s'éloigne de la pointe (figure 1 - 6).



La dispersion en dards multiples est expliquée par le fait que l'espace interélectrodes est "vierge" de toute trace ionisée ou excitée laissée par une décharge précédente comme le cas en tension continue.
L'impulsion de courant recueilli à la cathode est de forme générale analogue à celle de la figure 1 - 7.



Profil de l'impulsion de tension

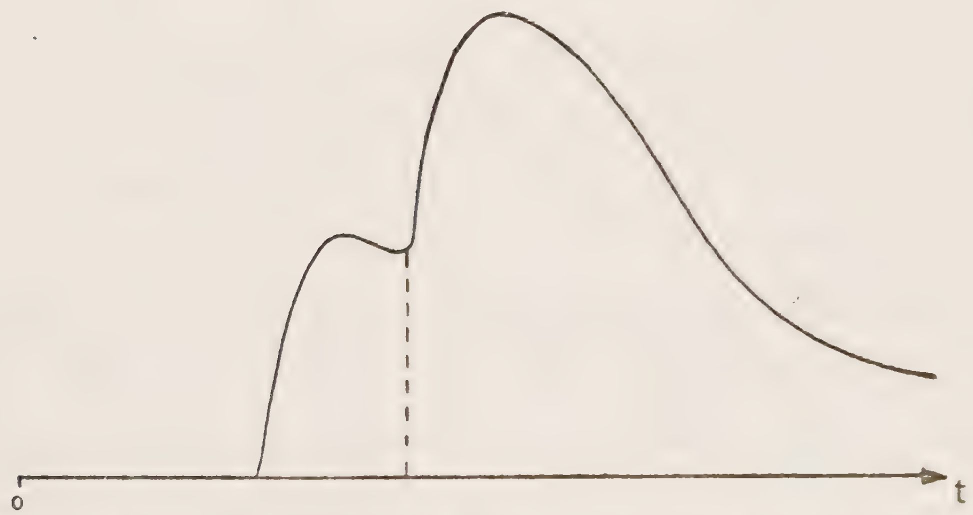
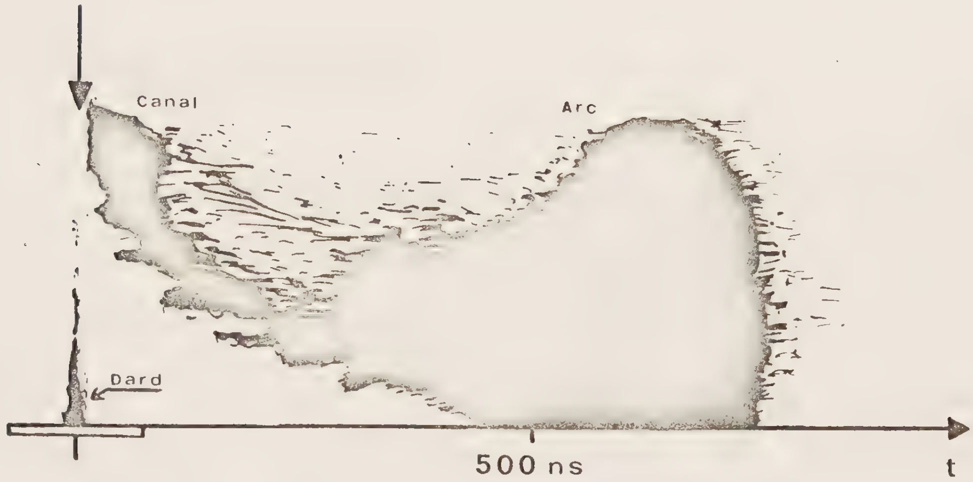


Fig 1_7_ Courant I_k en tension impulsionnelle

1 - 2 - LE CANAL ET LA TRANSITION DARD-CANAL

L'évolution lumineuse avec le temps de la décharge couronne, en tension continue {MAR 70}, est représentée sur la figure 1 - 8.



Le canal est une phase lumineuse s'étendant de la pointe au plan en tension continue, du plan à la pointe {MAR 69}* en tension impulsionnelle. Suzuki {SUZ 71} l'attribue à des ondes ionisantes de potentiel débutant avec le dard. {MAR 72} démontre que la décharge luminescente à basse pression peut apparaître comme possédant de nombreux points de similitude avec la décharge couronne. On montrera en particulier dans le chapitre 5 qu'il existe au niveau du plan, en décharge couronne, une véritable zone cathodique qui se forme à l'arrivée du dard au plan. Bien évidemment, suivant le principe de similitude, ses dimensions

seront plus réduites que la zone cathodique de la décharge luminescente puisqu'à la pression atmosphérique, le libre parcours moyen des électrons est beaucoup plus petit.

Le spectre du canal est essentiellement formé du second système positif de N_2 : $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ et du premier système positif de N_2 : $B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u^+$,ce dernier ne figurant pas dans le spectre émis par le dard {MAR 69}.

1 - 3 - L'ARC TRANSITOIRE

Cette phase n'intéresse pas l'étude présentée ici. Cependant, on peut noter qu'elle n'existe pas lorsque la capacité interélectrodes demeure trop faible et que la résistance de charge en série avec la pointe devient trop importante. Son développement est lié à un mécanisme d'emballement thermique avec création d'une densité électronique élevée.

En conclusion, la complexité et la rapidité des étapes successives de développement de la décharge couronne laissent apparaître que les techniques les plus diverses doivent être employées pour appréhender les mécanismes de formation et d'évolution. En dehors des techniques retenues dans les paragraphes précédents, on doit noter les techniques de simulation sur ordinateur {MAR 72}, les méthodes d'études chimiques {LEC 72} et les études statistiques {MEN 54}, {FIS 51}, {BER 72}...

1 - 4 - DISTRIBUTION STATISTIQUE DES TEMPS DE RETARD

Entre l'application d'une impulsion de haute tension à l'intervalle interélectrodes et le démarrage d'un dard à la pointe, il s'écoule un certain temps aléatoire ou temps de retard que nous avons décomposé, dans l'introduction de cette thèse, en un temps de retard de formation et un temps de retard statistique.

La prévision en termes de probabilités du temps de retard revêt une grande importance dans les applications industrielles de l'électricité et de l'électrotechnique à chaque fois qu'un appareillage présente un risque de claquage, et en particulier, en géométrie pointe-plan qui sert de référence de claquage dans les applications pratiques.

1 - 4 - 1 - Temps de retard de formation

Il représente le délai nécessaire à la formation d'une avalanche électronique de dimension telle qu'un dard puisse se développer dans l'intervalle à partir d'un électron-germe ou électron primaire {LOE 65}.

L'électron-germe peut être généré soit par la formation de paires ion-électron au voisinage de la pointe, soit par le détachement de l'électron d'un ion négatif dans ce même voisinage {STA 69}. Cette dernière possibilité exige l'existence d'un champ électrique supérieur à environ $6,85.10^6$ V/m {LOE 65}.

Nous pouvons déterminer, sur l'axe du dispositif pointe-plan, la distance X_c de la pointe à partir de laquelle

le champ électrique dépasse la valeur critique de $6,85.10^6$ V/m. En effet, si r désigne le rayon de courbure de la pointe, d la distance interélectrodes et V le potentiel de la pointe, le champ électrique en un point M distant de X de la pointe est donné par {COE 71} :

$$E(X) = \frac{d\,C}{X\,(2d - X) + (d - X)\,r} \quad , \quad C = \frac{V}{\mathrm{Log}\,\{2\sqrt{d/r}\}}$$

Dans les conditions des expérimentations présentées plus loin, r = 40µ. ; d = 15 mm ; V = 10 kV ;
X_c = 0,4 mm
Une majoration du temps de formation est obtenue par le temps mis par un électron à X_c de la pointe pour la rejoindre. La vitesse moyenne de l'électron peut être considérée comme égale à $\overline{V_e}$ = 5.10^7 cm/s {TOW 12}

$$\text{D'où :} \quad t_F = \int_{X_c}^{\text{Pointe}} \frac{dX}{V_e} \leqslant \frac{X_c}{V_e} = \underline{0{,}8\ \text{ns}}.$$

La valeur très faible du temps de formation du dard à partir de l'électron-germe sera négligeable devant le temps statistique (quelques dizaines ou centaines de nanosecondes).

Fletcher {FLE 49}, grâce à l'emploi d'une technique de mesure utilisant des lignes à retard, a ainsi mesuré, en géométrie uniforme, des temps de formation de 50 ns. à moins de 0,5 ns. Une confirmation théorique de cette faible valeur était obtenue par le calcul en supposant que le temps de formation consistait essentiellement en le temps nécessaire à une

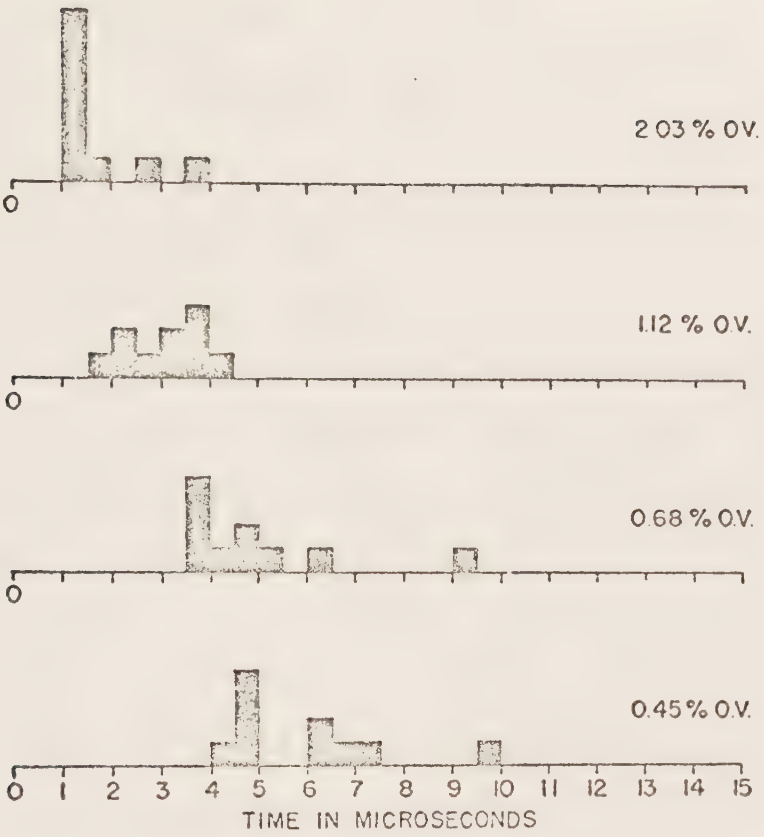
avalanche déclenchée par un électron unique de créer un champ de charge d'espace du même ordre que le champ électrique appliqué.

Par la suite, le terme "temps de retard" désignera essentiellement le temps de retard statistique.

1 - 4 - 2 - Temps de retard statistique

Les études existantes de temps de retard ont été effectuées dans l'air à des pressions comprises entre 0,2 Torr et la pression atmosphérique. Il y a lieu parmi elles de distinguer deux types d'études : celles menées en géométrie uniforme et celle entreprise en pointe positive-plan.

En géométrie homogène, les études de Fisher et Bederson {FIS 51}, Dutton et al. {DUT 53}, Blair et Farish {BLA 65}, Miyoshi et Hayashi {HAY 65} ont été publiées. Fisher étudie le retard entre l'application de la tension et le démarrage d'une décharge de quelques centimètres de mercure à la pression atmosphérique pour des intervalles de 0,3 cm à 1,4 cm. Dans ces conditions, le retard décroit quand la tension s'élève pourvu que celle-ci soit supérieure au seuil de démarrage d'une décharge. Le retard croît avec l'écartement des électrodes. Les mesures de Fisher et Bederson pensent confirmer la validité de la théorie du streamer aux pressions supérieures à 200 mm de mercure et de la théorie de Townsend aux basses pressions, sans transition marquée entre les deux domaines de pressions sur les retards mesurés.



Distributions dûes à Fisher pour différentes tensions

En 1953,Dutton et al,sur un intervalle interélectrodes de 1 cm,à la pression atmosphérique,confirment le rôle prépondérant de la cathode dans la formation du dard.Au voisinage du seuil de démarrage V_s d'une décharge,les retards mesurés sont très importants (de l'ordre de 100 microsecondes) et décroissent avec une augmentation de la pression.Cependant,quoique les mesures de Fisher et Bederson sont en bon accord avec celles de Dutton,ce dernier rejette l'hypothèse "streamer" qui impose qu'aucune construction de charge d'espace n'est nécessaire à l'établissement d'une décharge couronne.Selon Dutton et Llewellyn-Jones,une chute rapide

de la tension intervient avant que l'avalanche électronique initiale n'atteigne l'anode suivant:

$$\Delta V = \frac{1}{C} \Delta Q$$

C désignant la capacité interélectrodes,ΔQ la création de charge d'espace,ΔV la chute de tension.

Nous montrerons que nos mesures confirment l'hypothèse "streamer" .Des temps de retard de l'ordre de la résolution expérimentale seront mis en évidence au cours des expérimentations décrites dans le chapître 3 .

Blair et Farish, sur des intervalles de quelques centimètres (1 à 3 cm) et pour des pressions de 300 à 600 mm de mercure mettent en évidence l'action d'une faible addition de vapeur d'eau à l'air expérimental sur la durée du retard, qui tend à s'accroître. Enfin, Hayashi et Miyoshi, à des pressions de l'ordre du Torr, introduisent la première étude de l'action de la fréquence de répétition des décharges étudiées. L'augmentation de la fréquence de répétition tend à réduire sensiblement la durée du retard.

En géométrie pointe positive-plan, il n'existe qu'une seule publication, celle présentée par Menes et Fisher en 1954 {MEN 54}. Dans l'air sec, de pression variant entre quelques centimètres de mercure et la pression atmosphérique, ces études ont été réalisées pour des intervalles de 0,5 à 1,5 cm. La pointe utilisée est selon les cas de rayon de courbure compris entre 70µ et 300µ. Qualitativement, le sens de variation du

retard avec les divers paramètres expérimentaux est analogue à celui des travaux précédemment relatés. Cependant, il dépend beaucoup moins de la tension qu'en géométrie homogène. Il n'est pas résolu à la pression atmosphérique et de toute manière jamais mesuré en dessous de 150 ns. pour des raisons purement technologiques. Menes et Fisher concluent à l'inexistence d'une contribution quelconque de la cathode à la formation du dard et à l'absence de toute construction préliminaire de charge d'espace précédant la formation du dard. Ils vérifient l'influence sur le retard de l'ionisation du milieu gazeux avant l'établissement de la tension {LOE 35}.

En résumé, les travaux antérieurs, à la pression atmosphérique, n'ont pas permis de mesurer de temps de retard inférieur à 150 ns. et de là aucune distribution de retard expérimentale complète n'a pu être mise en évidence. De plus, le rôle joué par la fréquence de répétition de la tension appliquée et par suite de l'influence d'une décharge sur le démarrage de la suivante n'ont jamais été présentés. Toutefois, les travaux antérieurs devront être intégrés aux résultats décrits dans les chapitres suivants.

Si nous supposons (cf. 1 - 4 - 1) que le temps de retard n'est que le retard statistique, il est possible de prédéterminer quelle sera l'allure générale de la distribution des temps de retard. En effet, définissons un intervalle pointe-plan dans lequel une cause quelconque, le rayonnement par exemple, créé n_o électrons primaires par seconde. Soit p la probabilité qu'un électron primaire donne naissance à une

avalanche de taille telle qu'un dard soit formé. Si f(t) désigne la probabilité qu'un dard apparaisse entre t et t + dt après l'application de la tension au système pointe-plan, von Laue {LAU 25} montre que :

$$f\,(t) = n_o\, p\, e^{-\int_0^t n_o\, p\, dt}$$

p ne dépend que de la tension appliquée. Donc, à tension constante, $p = cte = p_o$

$$f\,(t) = n_o\, p_o\, e^{-\,p_o \int_0^t n_o\, dt}$$

Si le taux de création des électrons primaires est constant (ce qui est souvent le cas), on a :

$$f\,(t) = n_o\, p_o\, e^{-\,n_o\, p_o\, t}$$

On déduit le temps statistique moyen :

$$\tau_s = \frac{\int_0^\infty t\, f(t)\, dt}{\int_0^\infty f(t)\, dt} = \frac{1}{n_o\, p_o}$$

Dans les expériences décrites dans les chapitres 2 et 3, on retrouvera cette propriété que τ_s est réduit lorsque n_o ou p_o, c'est à dire le taux d'électrons primaires ou la

tension, sont accrus. Il faudra de plus s'attendre à ce que la nature des électrodes, ici de la cathode, joue un certain rôle sur τ_s par l'intermédiaire de n_o.

1 - 5 - PROCESSUS FONDAMENTAUX ENTRANT DANS LA PHYSIQUE DE LA DECHARGE PREDISRUPTIVE

Nous nous proposons de rappeler dans ce paragraphe les principaux mécanismes de création des ions positifs et négatifs de l'air dans une décharge prédisruptive, leurs propriétés principales ainsi que la formation des états excités de l'oxygène et de l'azote.

1 - 5 - 1 - Processus liés aux électrons

Le processus essentiel est l'ionisation par collisions entre les électrons dérivant vers la pointe positive et les molécules de gaz selon :

$$N_2 + e^- \rightarrow N_2^+ + 2e^-$$

$$O_2 + e^- \rightarrow O_2^+ + 2e^-$$

Il permet de définir un coefficient d'ionisation α décrit par le nombre d'électrons produits par un électron dérivant de 1 cm dans la direction du champ. Si p désigne la pression de l'air, $\frac{\alpha}{p}$ est uniquement fonction de E/p. Une expression théorique de $\frac{\alpha}{p}$ est calculée pour $\frac{E}{p}$ 250 V/cm.Torr par Badaloni et Gallimberti {BAD 72} : $\frac{\alpha}{p} = 14{,}5 \exp \{- 356 \frac{p}{E}\}$

Pour $\frac{E}{p} \leqslant$ 35 V/cm. Torr, l'expression la plus correcte est celle

de Geballe-Harrison {GEB 53} :

$$\frac{\alpha}{p} = \exp \left\{ \frac{E/p - 58,2}{4,95} \right\}$$

Pour $35 \leqslant \frac{E}{p} \leqslant 250$, aucune expression théorique ne peut être calculée sinon par interpolation (figure 1 - 9)

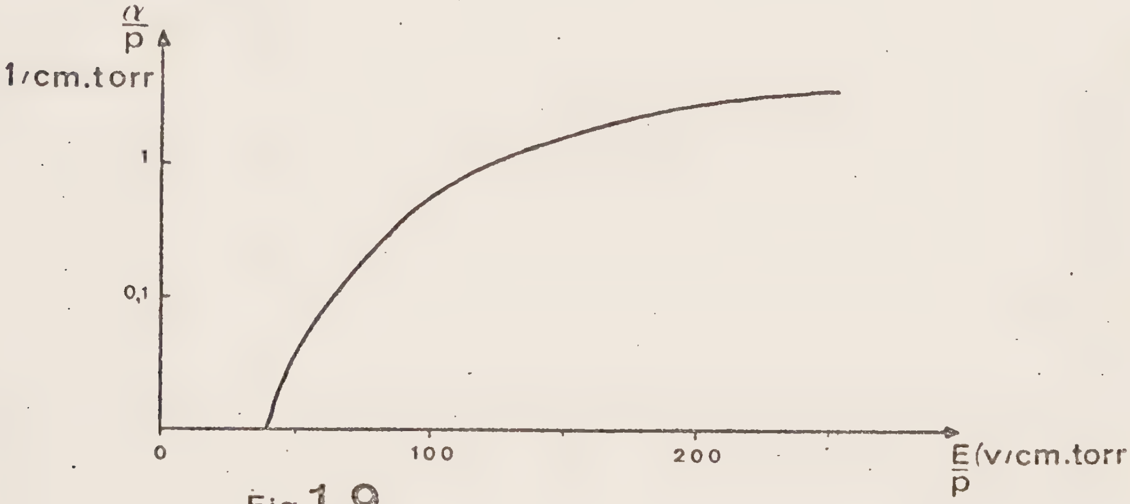


Fig 1_9

La vitesse de dérive des électrons dans le champ appliqué, dans l'air est donné par :

$E/p \leqslant 100 \quad v_e = 1,0 \times 10^6 \ (E/p)^{0,715}$ cm/s {HUX 49}

$E/p \geqslant 100 \quad v_e = 1,55 \times 10^6 \ (E/p)^{0,62}$ cm/s {TOW 12}

Enfin, la distribution en énergie des électrons dans le champ électrique est primordiale pour l'étude des décharges dans l'air. Elle est décrite par le coefficient d'énergie de

Townsend, rapport entre l'énergie moyenne des électrons et l'énergie thermique moyenne des molécules de l'air ($\frac{1}{27}$ ev à la température normale) et par la répartition en énergie autour de la valeur moyenne.

1 - 5 - 2 - Processus liés aux ions négatifs

Les ions négatifs sont créés par attachement électronique sur les molécules d'oxygène :

$e^- + O_2 + M \rightarrow O_2^- + M$ {CHA 62}

$e^- + O_2 \rightarrow O^- + O$

Les ions négatifs produits peuvent alors donner lieu au détachement collisionnel de leur électron avec les molécules d'oxygène, par exemple :

$O_2^- + O_2 \rightarrow 2\, O_2 + e^-$ {CRA 71}

Dans le cas de l'attachement, on définit le coefficient d'attachement η qui représente le nombre de collisions subies par centimètre de parcours.

Dans le cas du détachement collisionnel, on définit une durée de vie τ ou temps moyen de perte de l'électron d'un ion négatif dérivant dans le champ par collision avec une molécule de gaz (de l'ordre de la microseconde pour O_3^- et de l'ordre de la milliseconde pour O_2^- d'après {FROM 64} et {CRA 70} respectivement à $E/p \sim 50$ V/cm.Torr).

La vitesse de dérive de l'ion négatif est liée au champ électrique par :

$v = \mu E$, où μ désigne sa mobilité. La valeur moyenne de μ dans l'air à la pression atmosphérique est de l'ordre de $2.10^{-4}\ m^2\ V^{-1} S^{-1}$ {LLE 65}, {HUT 71}.

1 - 5 - 3 - Processus liés aux ions positifs

Ils sont essentiellement créés par ionisation directe dans le développement de l'avalanche électronique suivant :

$N_2 + e^- \rightarrow N_2^- + 2\ e^-$ {MAS 71}

Ils peuvent être créés par ionisation dissociative :

$N_2 + e^- \rightarrow N^+ + N + 2e^-$ {HAG 41}

Les principaux ions positifs rencontrés sont N^+, N_2^+, N_3^+, N_4^+ et O^+, O_2^+, O_3^+ {MAS 71}

Certains (N_4^+, N_3^+) sont formés par collisions entre les molécules normales et les molécules excitées :

$N_2 + e^- \rightarrow N_2^+ + e^-$; $N_2^+ + N_2 \rightarrow N_4^+ + e^-$ {CUR 63}

Enfin, l'énergie des électrons dans l'avalanche électronique est telle que seuls les électrons de plus haute énergie peuvent produire des ions :

$O_2 + e^- \rightarrow O_2^+ + 2e^-$ {RAP 65}

La mobilité d'un ion positif est définie de façon analogue à celle d'un ion négatif.

1 - 5 - 4 - <u>Processus liés à l'excitation des molécules</u>

Nous reviendrons dans le chapitre 5 aux données spectrales de l'azote.

Cependant, il faut noter que les processus d'excitation liés à la formation de l'avalanche sont très complexes et donnent lieu à la formation de nombreuses bandes d'azote et d'oxygène excités {HAR 70}.

Les photons émis dans l'avalanche sont en partie absorbés par le gaz, en partie absorbés par les ions négatifs qui donnent lieu au photodétachement de leur électron

($O_2^- + h\nu \rightarrow O_2 + e^-$) {BUR 59}

Lorsque les photons sont d'énergie supérieure au seuil d'ionisation (15,7 eV pour N_2), ils donnent lieu à la photoionisation :

par exemple, $O_2 + h\nu \rightarrow O_2^- + e^-$

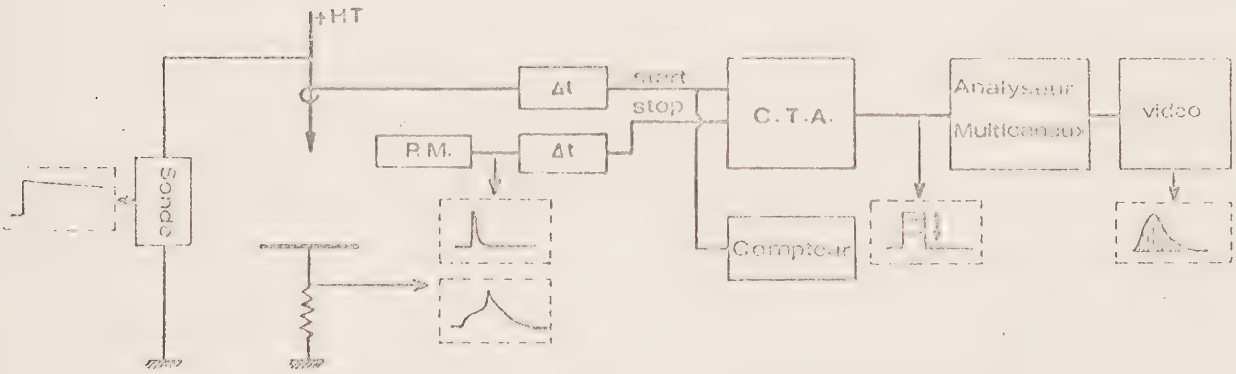
Enfin, un cas important d'excitation des molécules est fourni lorsque le niveau d'excitation de la molécule est métastable. Nous verrons au chapitre 4 les conséquences de cette excitation. Signalons dès à présent que la durée de vie d'un état métastable tel que O_2 ($^1\Delta_g$) ou N_2 ($A^3\ \Sigma_u^+$) dépasse 10^{-4}s., temps très long comparé à la valeur moyenne de la durée de vie d'un état excité "normal" voisin de 10^{-8}s. {COB 58}.

CHAPITRE 2

REALISATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE MESURE DES DISTRIBUTIONS DES TEMPS DE RETARD

Le principe de l'étude ci-après est d'enregistrer directement la répartition en temps du retard séparant l'application de la tension à l'intervalle du démarrage d'un dard.

Le schéma de principe est le suivant :



Le temps de retard est le temps qui sépare l'impulsion Start (application de la tension) de l'impulsion Stop (démarrage du dard à la pointe détecté par un photomultiplicateur). Le retard est converti en une tension proportionnelle à son amplitude et cette tension est codée par l'analyseur multicanaux.

2 - 1 - REALISATION DE LA TENSION IMPULSIONNELLE

La tension positive appliquée à la pointe doit être de front de montée rapide, afin d'établir la tension maximale le plus rapidement possible. Cette tension doit être maintenue constante le plus longtemps possible afin d'établir un régime d'équilibre identique à celui obtenu en tension continue.

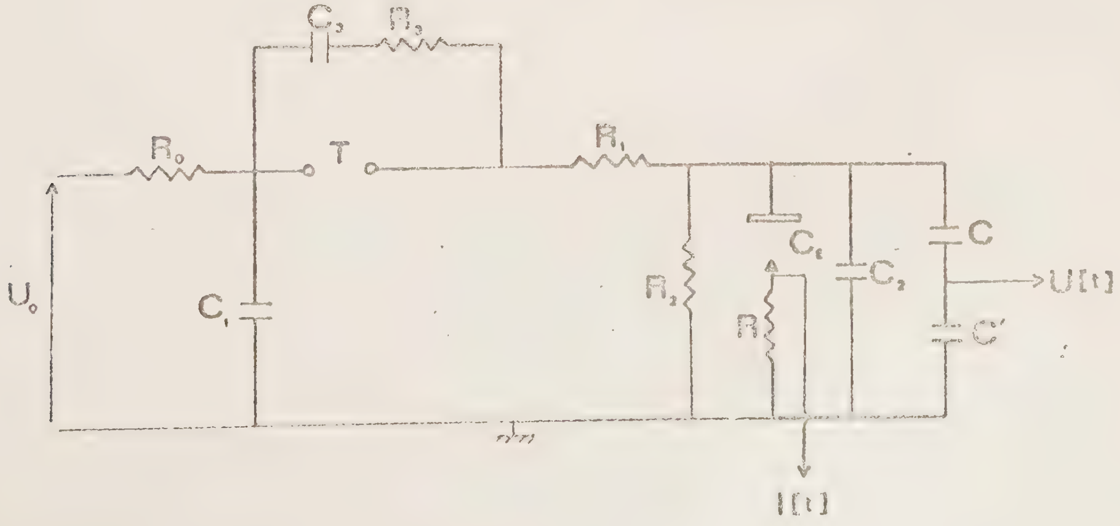
Ces impératifs ont conduit à l'utilisation du générateur de tension impulsionnelle utilisé par Marode et Sulkowski {MAR 68}.

2 - 1 - 1 - Description du générateur

Il est destiné à délivrer une tension impulsionnelle positive à la pointe, de front de montée voisin de 10 ns., de queue ajustable jusqu'à 30 ms. et d'amplitude maximum variable jusqu'à 30 kV.

On impose au générateur une faible capacité de charge afin que l'énergie de la décharge demeure faible.

Ces conditions conduisent à un générateur conforme au schéma électrique suivant :



Il se compose de :

- la capacité de charge C_1 alimentée par une tension continue V_0 qui délivre l'énergie nécessaire à la production de l'impulsion de tension,
- la résistance R_1 de régularisation de la tension,
- la résistance R_2 qui détermine le temps de descente,
- l'éclateur T qui détermine la montée de la tension,
- les capacités interélectrodes, et électrodes-masse,
- les capacités C et C', diviseur de tension,
- l'intervalle de décharge et résistance R de mesure du courant.

2 - 1 - 2 - Fonctionnement du générateur

a) - Génération du front de montée

On applique V_0 continue sur R_0. C_1 se charge à travers R_0, C_3 à travers R_1, R_2, R_3 alors que l'éclateur T ne conduit pas.

La constante de charge de C_1 et C_3 est voisine de $(C_1 + C_3)R_0$, car R_1 ; R_2 et R_3 sont telles que $R_1 + R_2 + R_3 \ll R_0$.
Ces capacités ont des courants de charge opposés et la tension interélectrodes demeure nulle.

V_0 est telle que $V_0 \simeq U_T$, U_T : tension d'amorçage de l'éclateur.

L'éclateur T se met à conduire. C_1 se décharge à travers T et charge les capacités en parallèle sur R_2. Cette charge détermine le potentiel aux bornes de l'intervalle interélectrodes et son front de montée suivant :

$$\tau_r = 2{,}2\ R_1\ (C_2 + C\ )$$

$$V_{Max} = V_0 \times \frac{C_1}{C_1 + C_2 + C} \qquad \text{aux bornes de E}$$

$(R_3\ ,\ C_3)$ sert à entretenir la conduction de l'éclateur T et contrôle donc l'instant d'arrêt de sa conduction.

b) - Génération du front de descente

Le circuit $(R_3\ ,\ C_3)$ est tel que l'éclateur ne s'éteint qu'après l'apparition du premier effet couronne. Après son excitation, la tension aux bornes de l'intervalle décroît exponentiellement suivant la constante de temps :

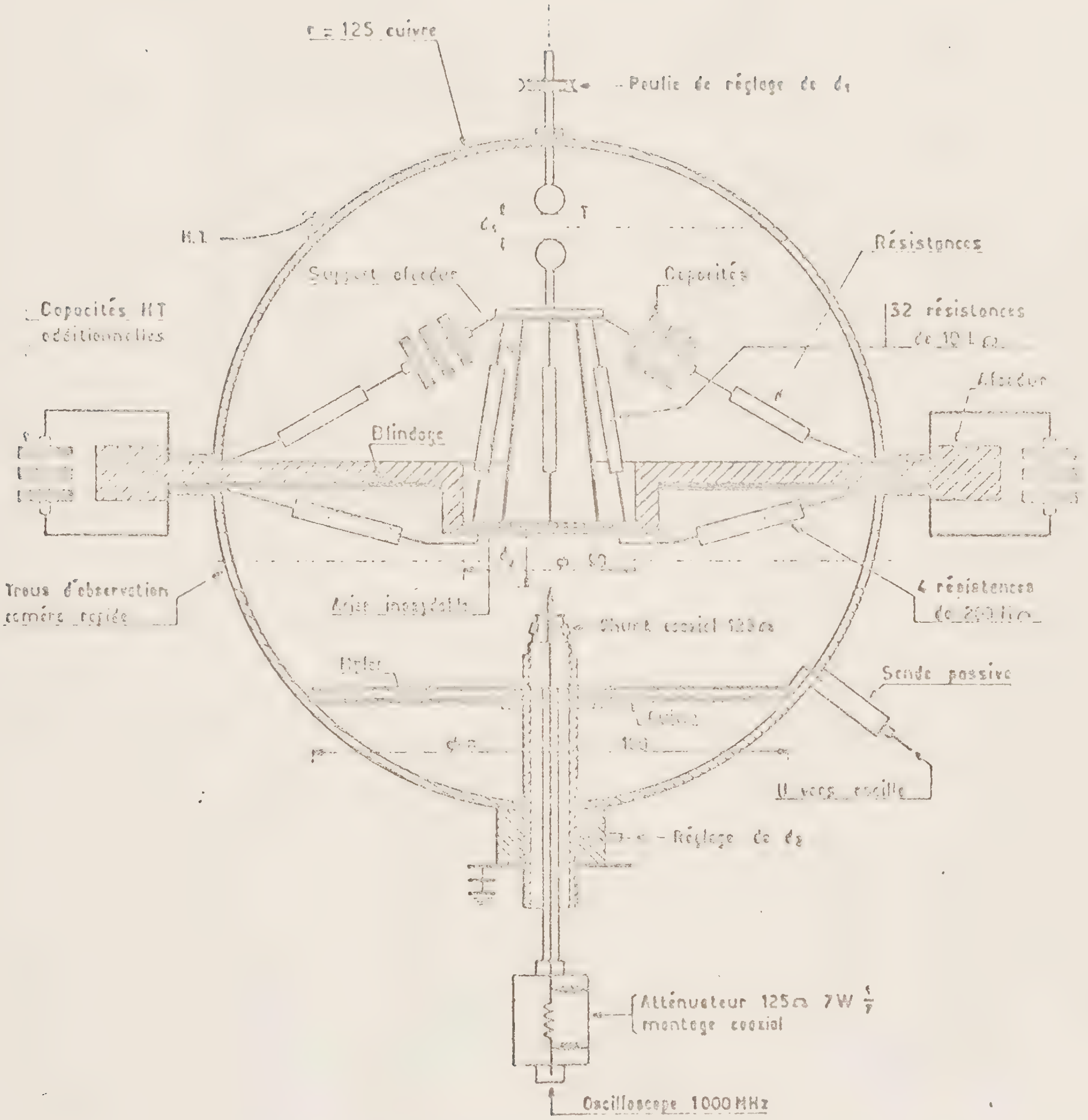
$$\tau_f \simeq R_2\ \Gamma \qquad \text{avec } \Gamma = C + C_2 + \frac{C_1\ C_3}{C_1 + C_3}$$

On constate que C_3 , en plus de son rôle d'entretien de la conduction de T, permet d'allonger le temps de descente sans modifier le front de montée.

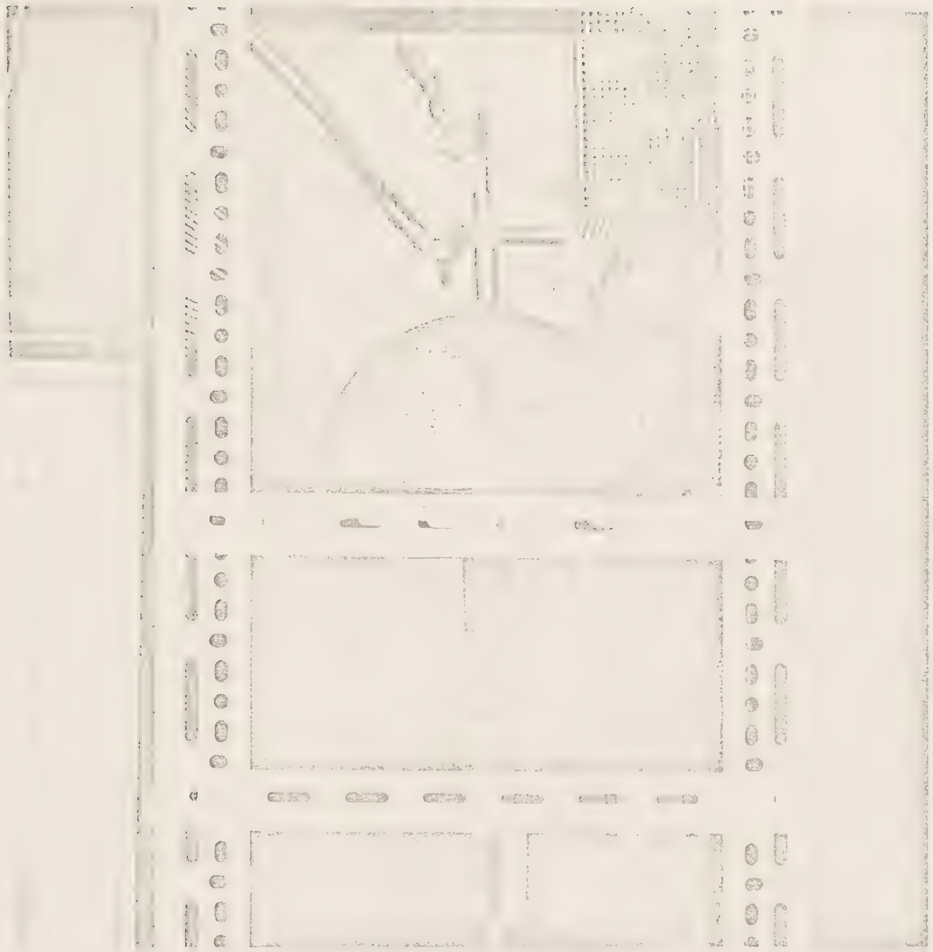
2 - 1 - 3 - Réalisation pratique du générateur

Le générateur est réalisé de façon symétrique et semi-coaxiale afin de réduire au maximum les inductances de connexion.

La réalisation pratique des éléments de circuit est celle utilisée dans {MAR 68} .



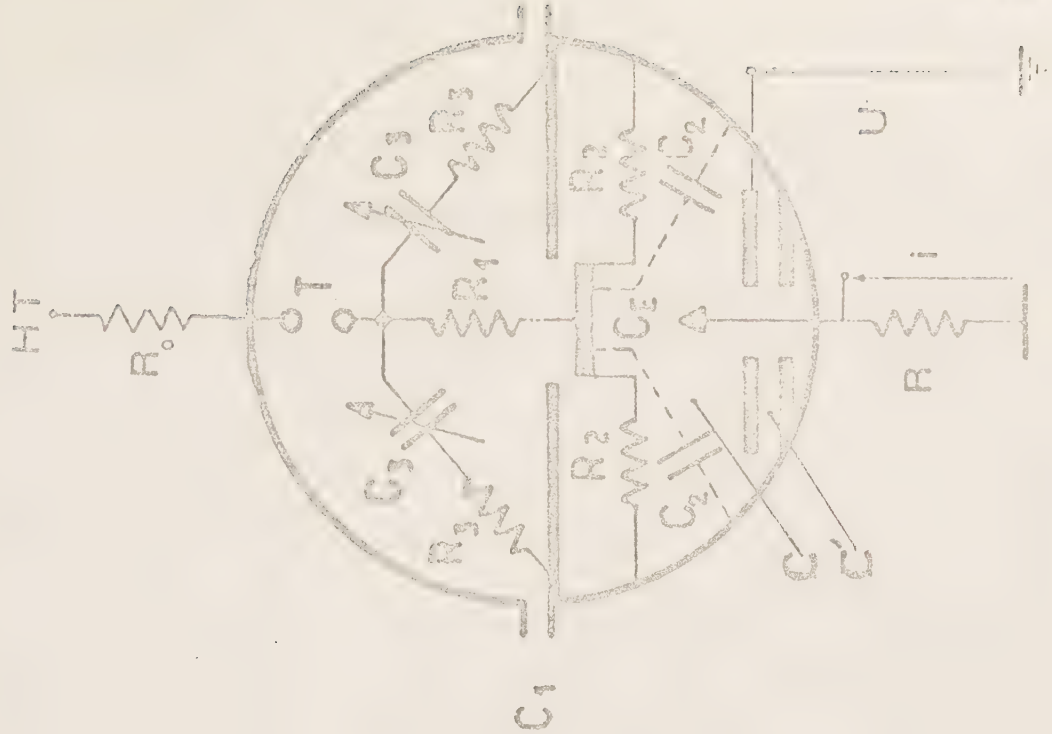
Réalisation pratique du générateur



Les éléments du montage ont pour valeur :

RESISTANCES		CAPACITES	
R_0	2 000 MΩ	C_1	84 pF
R_1	300 Ω	C_2	10 pF
R_2	50 MΩ	C_3	5 à 800 pF
R_3	100 Ω	C_E	0;5 pF
R	50 Ω	C	3 pF
rcc' = 1/31			

Pratiquement, le générateur sera réalisé selon le modèle de la figure 2 - 5.



Le temps de montée théorique est :

$$\tau_r = 2,2 \; R_1 \; (C_2 + C\;) = 8,6 \text{ ns.}$$

La tension maximale sera :

$$V_{Max} = V_0 \frac{C_1}{C_1 + C_2 + C} = 0,85 \; V_0$$

La constante de descente est :

$$\tau_g = R_2 \Gamma = 1 \text{ ms. pour } C_3 = 8 \text{ pF}$$

La tension V_{Max} est assurée à moins de 3 % de fluctuation.

2 - 1 - 4 - Fréquence de répétition de la tension

Le fonctionnement du générateur correspond à la production d'une seule impulsion de tension.

Or, il est intéressant de pouvoir répéter les impulsions de tension à une fréquence ajustable afin d'éprouver l'influence éventuelle d'une décharge sur la suivante. La fréquence de répétition pourra être ajustée par modification de la tension d'amorçage de l'éclateur T, en faisant varier la largeur de celui-ci. En effet, nous avons vu que le temps de charge de C_1 et C_3 était de l'ordre de $2,2\ R_0\ (C_1 + C_3) = \tau_{charge}$ Si U_T est réduite, l'amorçage de l'éclateur se fera après un temps inférieur au τ_{charge}. Nous aurons, pour une tension V_0 convenable, la même impulsion de tension que précédemment et le même procédé se reproduira avec la charge suivante de C_1 et C_3. La fréquence sera obtenue par relaxation.
En pratique les limites extrêmes de la fréquence sont de 8 Hz à environ 500 Hz.

Le développement ultérieur de l'expérimentation a conduit à la réalisation d'un dispositif de contrôle de la fréquence. Ce dispositif est celui de la figure suivante :

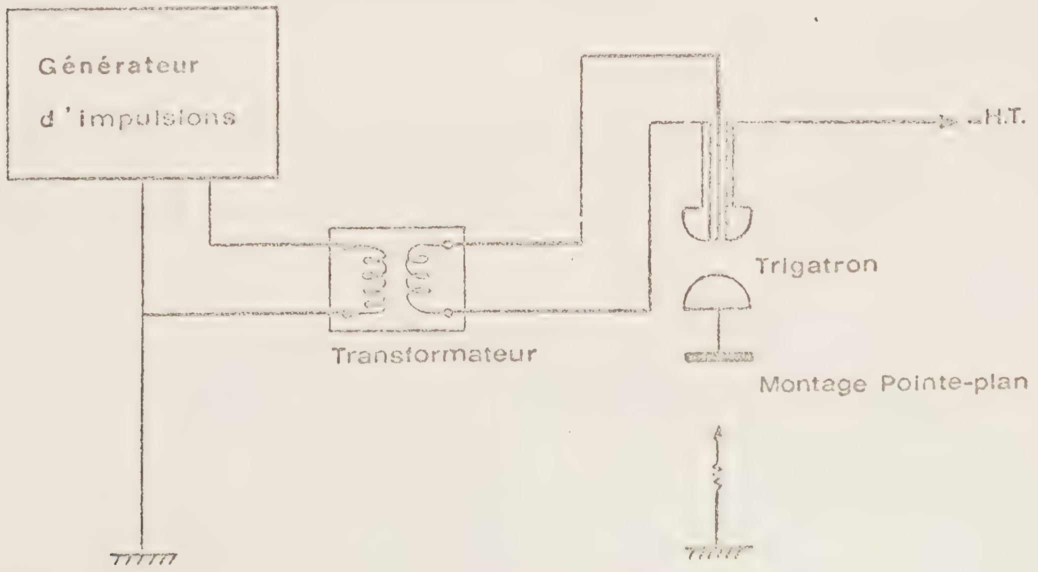


FIG 2_6_ Dispositif de contrôle de la fréquence

Avec ce dispositif, la stabilité de la fréquence est identique à la stabilité en fréquence du générateur d'impulsions.

2 - 2 - REALISATION DU CONVERTISSEUR TEMPS-AMPLITUDE

Nous savons que le temps séparant l'application de la tension du démarrage d'un dard mesure le temps de retard.

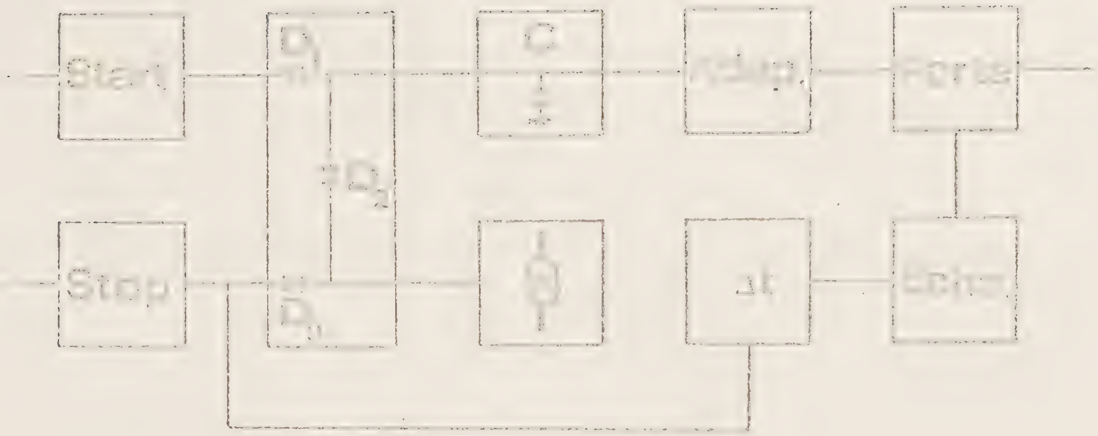
La mesure de ce temps ne peut s'opérer que comme une mesure de tension. Il est donc indispensable de convertir le temps de retard en tension, plus exactement en front de montée fixe et d'amplitude proportionnelle au temps de retard. C'est la fonction du convertisseur temps-amplitude.

FIG 2_7_ Principe du CTA

L'impulsion Start correspond à l'application de la tension, l'impulsion Stop au démarrage du dard à la pointe.

2 - 2 - 1 - Schéma de principe du convertisseur

Le schéma de principe du convertisseur est le suivant :



Les blocs Start, Stop, Echa sont des monostables.
Un générateur de courant constant charge une capacité C, initialement déchargée. La charge de C est proportionnelle au temps de charge, temps séparant les impulsions Start et Stop. Aux bornes de C, on dispose alors d'une tension proportionnelle au retard de l'impulsion Stop sur l'impulsion Start. L'impulsion de sortie du convertisseur consiste en un échantillon de durée θ de la tension aux bornes de C.

2 - 2 - 2 - <u>Fonctionnement du convertisseur</u>

L'application de la tension à l'intervalle interélectrodes entraîne toujours la réalisation d'une impulsion Start. Deux cas se présentent alors : le photomultiplicateur délivre ou non une impulsion Stop.

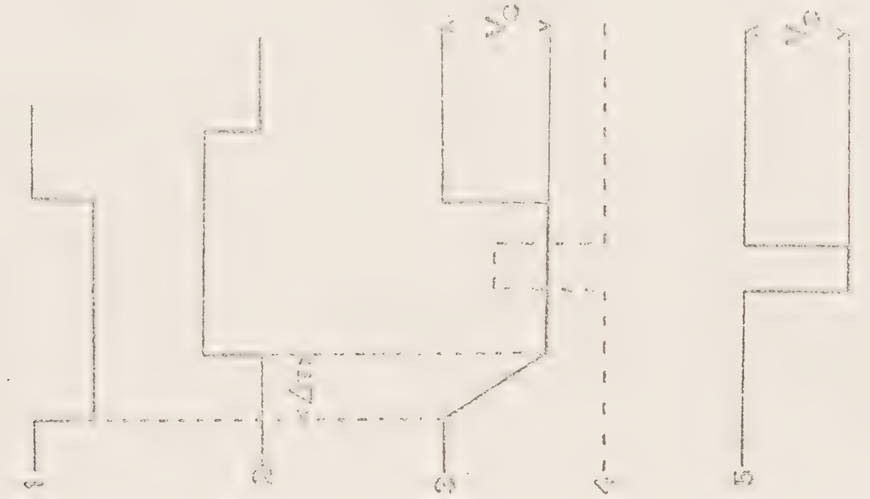
a) - <u>Existence d'une impulsion Stop</u>

Nous allons définir quatre signaux qui sont indispensables à la description du fonctionnement du convertisseur.

Le signal 1 sera le signal de sortie du monostable Start,

le signal 2 celui de sortie du monostable Stop, le signal 4 celui du monostable "Echa" et le signal 3 représente la tension aux bornes de la capacité C.

Ces signaux évoluent avec le temps suivant la figure 2 - 9.



La charge de C, débutée par la montée du signal 1 cesse à l'arrivée du signal 2. Donc, l'amplitude du signal 3 est proportionnelle au temps séparant les signaux 1 et 2. La tension V_c (signal 3) revient à zéro avec le signal 1.

Le signal 4 commande l'ouverture de la porte linéaire, et contrôle sa durée.

V_c est donc échantillonnée à sa valeur maximale (signal 5).

Un amplificateur linéaire amplifie, si nécessaire, le signal 5. Son amplitude maximale est adaptée à l'utilisation ultérieure de l'analyseur multicanaux.

b) - <u>Absence de l'impulsion Stop</u>

La séquence se reproduit de même que précédemment à la différence que la charge de la capacité C n'est pas limitée

et qu'aucun échantillon de V_c n'est pris.

V_c retourne à zéro avec le signal 1 et aucun signal n'est délivré par le convertisseur.

2 - 2 - 3 - Réalisation pratique du convertisseur

Il est réalisé sous forme de circuits imprimés et de circuits intégrés. Il est alimenté par des générateurs continus de -12 V, -24 V, 12 V, 24 V. La logique à diodes D_1, D_2, D_3 permet une charge correcte de la capacité C. Les diverses gammes d'utilisation du convertisseur sont obtenues par modification de C. En effet, C est chargée à courant constant i_o :

$$i_o = \frac{dq}{dt} = C \frac{dv_c}{dt}$$

$$V_c = \frac{1}{C} \int_0^{\Delta t} i_o dt = \frac{i_o \Delta t}{C}$$

Les gammes réalisées sont : 20 ns, 50 ns, 200 ns, 500 ns, 2 µs, 5 µs, 20 µs et 50 µs.

L'utilisation de l'analyseur en sortie assure alors une résolution en temps d'environ 200 ps.

Les impulsions de sortie du convertisseur sont d'amplitude maximale 4 V, de largeur constante supérieure à 0,1 µs et inférieure à 3 µs.

2 - 3 - UTILISATION DE L'ANALYSEUR D'AMPLITUDE MULTICANAUX

Les impulsions issues du convertisseur sont injectées dans l'analyseur multicanaux SEIN Spectrozoom SZ 82. Lorsque la gamme du convertisseur est bien choisie, les impulsions issues du convertisseur sont limitées à 4 V (les impulsions éventuelles d'amplitude supérieure sont éliminées afin de réduire le temps mort de l'analyseur).

Le codage des impulsions injectées s'opère indifféremment sur 100, 200, 400 ou 800 canaux. Le classement réalisé des impulsions est visualisé en permanence durant l'accumulation du spectre sur un écran cathodique.

L'analyseur acceptant des impulsions à coder à un rythme voisin de 8 kHz, il n'y aura aucun temps mort dans le codage des impulsions réalisées dans l'expérience présente (maximum 500 Hz). En conséquence, nous aurons une reproduction fidèle du spectre théorique, pourvu que le nombre de temps de retard soit suffisant pour assurer une valeur statistique au spectre mesuré.

Les spectres de mesure peuvent être enregistrés sous forme numérique ou analogique, soit sur une imprimante, soit sur un enregistreur de type Minigor.

2 - 4 - APPAREILLAGES DIVERS

a) - Le photomultiplicateur

Son choix est guidé par les critères suivants : il doit présenter un maximum de sensibilité autour de 4 000 Å, valeur proche des longueurs d'onde des bandes d'émission

du dard (N_2 essentiellement). La faible intensité relative de la lumière émise par le dard exige un gain élevé du photomultiplicateur (10^8). Enfin, le fonctionnement du convertisseur temps-amplitude nécessite une grande stabilité de déclenchement.

C'est pourquoi nous avons employé le photomultiplicateur RTC 56 AVP. Il délivre en sortie une impulsion approximativement triangulaire, de largeur à mi-hauteur 2 ns.

Cependant, il existe toujours des fluctuations dans le niveau de sortie du photomultiplicateur. L'adjonction, en sortie du photomultiplicateur d'un détecteur de passage à zéro réduit à 200 ps. l'erreur de déclenchement du convertisseur temps-amplitude pour un rapport 10 dans l'amplitude de l'impulsion de sortie du photomultiplicateur.

b) - Mesures oscilloscopiques

Ces mesures exigent un oscilloscope de large bande passante et de grande sensibilité, ce qui est le cas de l'oscilloscope Tektronix 454 (150 MHz, 5 mV/C).

Une bonne adaptation sera assurée par des résistances de 50 Ω.

c) - Echelle de comptage

Elle est de type CRC. On contrôle ainsi la fréquence qui est assurée à mieux que 1 %.

2 - 5 - OBTENTION D'UN SPECTRE EXPERIMENTAL

L'intervalle pointe-plan de mesure est constitué d'une pointe de rhodium de 40 µ de rayon de courbure et d'un plan de cuivre de 8 cm de diamètre, distant de 15 mm de la pointe. Le milieu interélectrodes est l'air atmosphérique dans les conditions normales de température et de pression.

Les impulsions de tension appliquées sont comprises entre 7 kV et 15 kV, afin d'obtenir à chaque implusion de tension un dard en évitant la formation de tout arc transitoire {MAR 68}.

Pour une tension et une fréquence de répétition données, on accumule un spectre de temps de retard sur au moins 100 000 décharges. L'accumulation achevée, le spectre est enregistré sur papier paraphiné (défilement 1 cm par 40 s, amplitude maximum 10 cm). Il est également conservé sous forme numérique afin d'assurer un dépouillement ultérieur des mesures avec assistance d'ordinateur.

CHAPITRE 3

RESULTATS EXPERIMENTAUX RELATIFS AUX DISTRIBUTIONS DES TEMPS DE RETARD

On opèrera de la manière suivante : la valeur maximale de la tension interélectrodes appliquée est ajustée à la valeur désirée et les spectres de temps de retard sont accumulés pour diverses fréquences de répétition de la tension.

3 - 1 - ALLURE GENERALE DES SPECTRES EXPERIMENTAUX

La figure 3 - 1 représente un spectre de temps de retard typique :

En fait, une première observation est de constater que la forme et la largeur du spectre obtenu dépend fortement de la tension V et de la fréquence de répétition F.

Pour une tension de 10 kV,le temps de retard est le temps séparant le démarrage de l'effet couronne de l'application de la tension représentée par l'impulsion capacitive.

T_{retard} = 12 ns

T_{retard} = 150 ns

EXEMPLES DE TEMPS DE RETARD (OSCILLOGRAMMES)

3 - 2 - INFLUENCE DE LA TENSION V

A fréquence F donnée, on constate que la largeur des spectres obtenus en faisant varier la tension V dépend fortement de celle-ci et qu'en règle générale, les spectres sont d'autant plus étroits que la tension est plus élevée.

Soit un spectre expérimental S. Nous pouvons définir trois points caractéristiques de ce spectre (Figure 3 - 2).

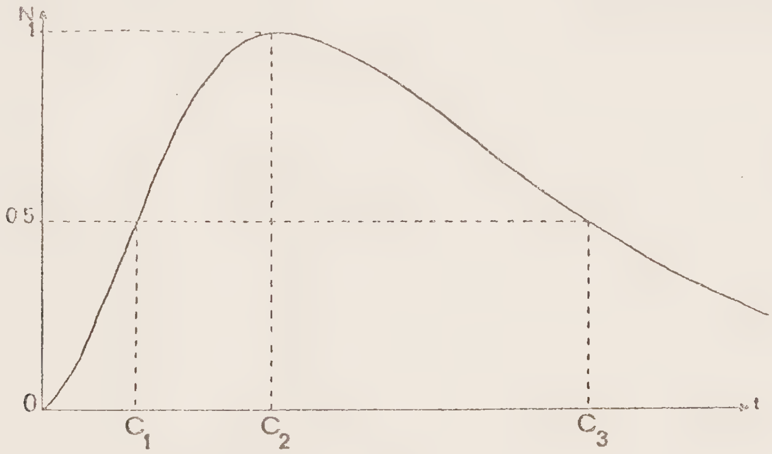


FIG 3.2. Définition de C_1, C_2, C_3

C_1 et C_3 sont respectivement les temps correspondants aux points à mi-amplitude du spectre, C_2 à la valeur maximale (pic).
L'évolution de C_1, C_2, C_3 avec la tension est donnée sur la figure 3 - 3 pour une fréquence F = 100 Hz.
Si $(C_3 - C_1)$ représente la largeur à mi-hauteur du spectre, on constate (Fig. 3 - 4) que celle-ci varie de façon continue et monotone avec V.

3 - 3 - INFLUENCE DE LA FREQUENCE F

La tension V étant fixée, on fait varier la fréquence

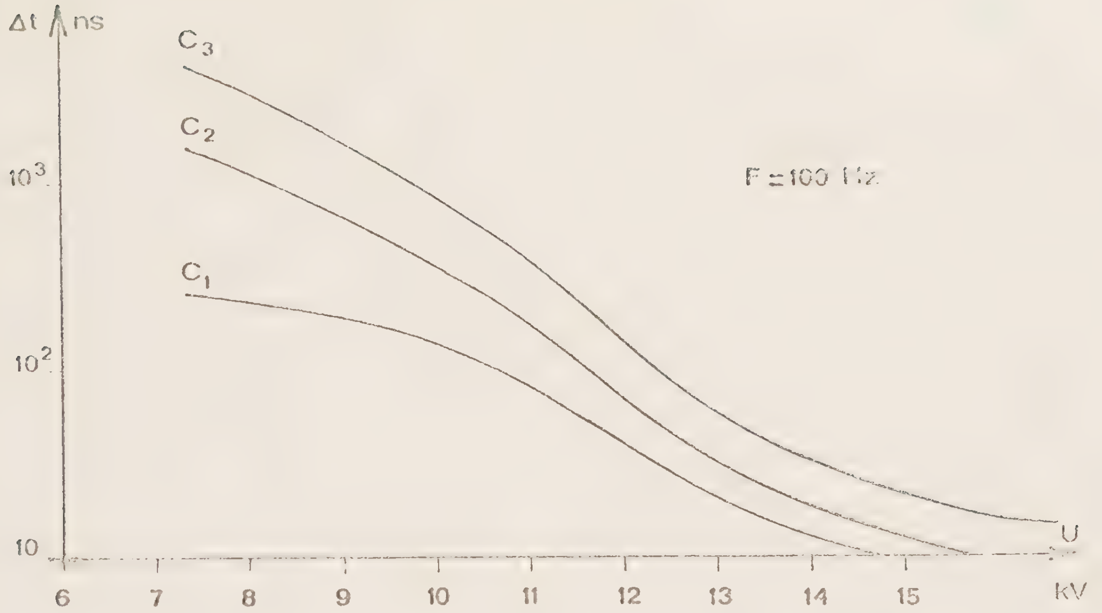


Figure 3 - 3 - Evolution du retard avec la tension

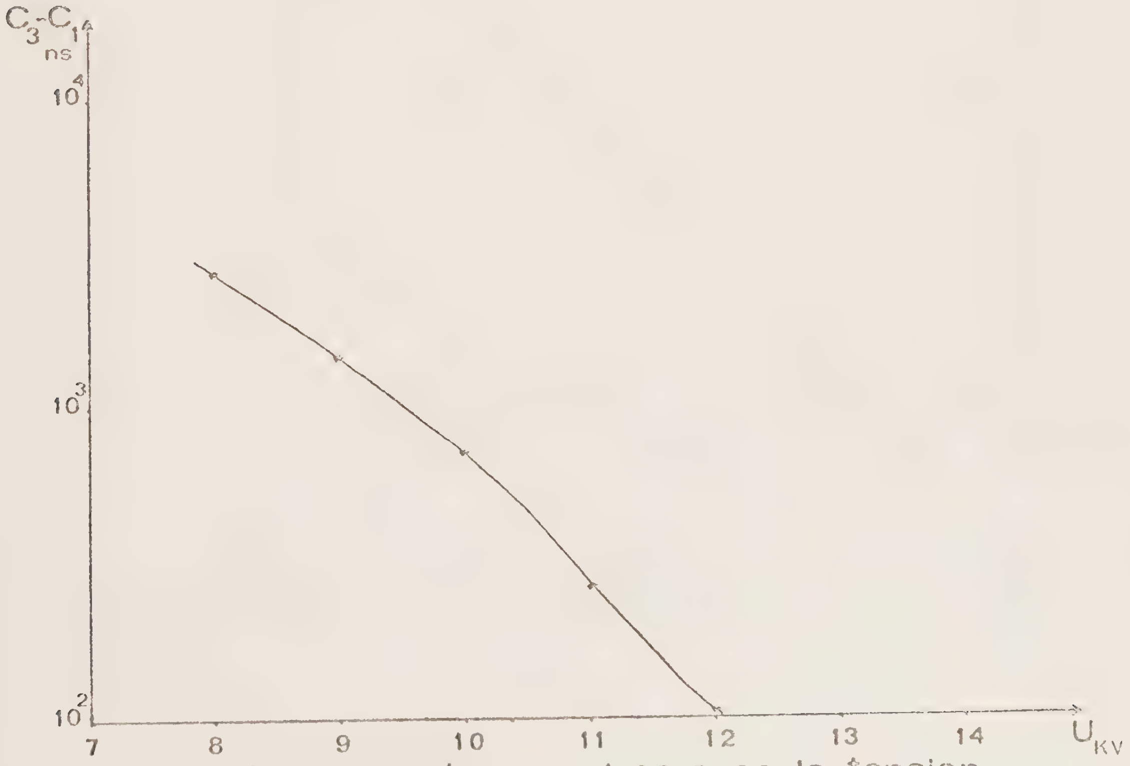


FIG 3_4_ Largeur des spectres avec la tension

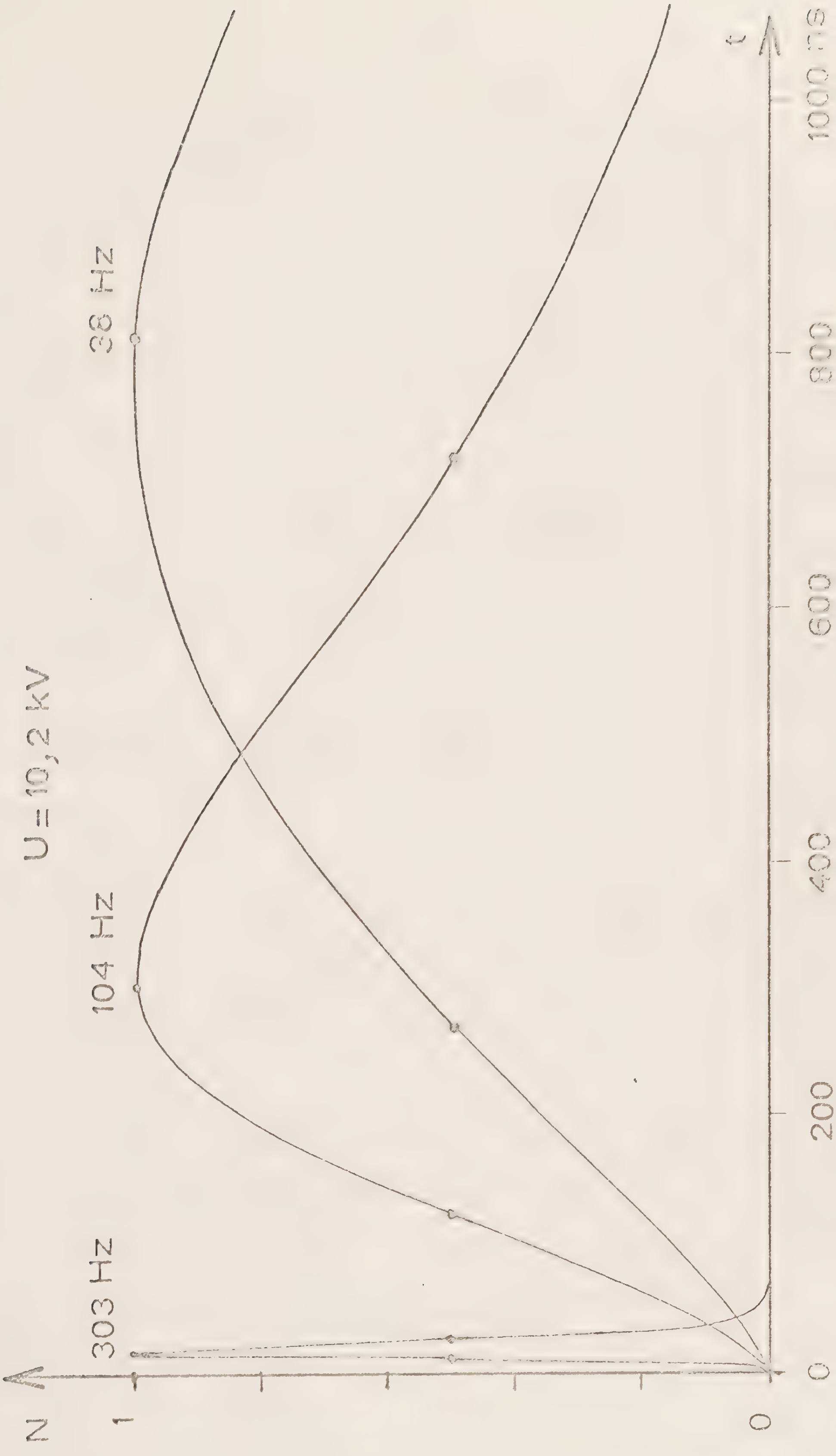


Figure 3 - 5 -Evolution du retard avec la fréquence

de répétition F.

On constate un comportement très différent des spectres selon F. La figure 3 - 5, pour une tension de V = 10,2 kV donne un exemple typique de résultats pour trois fréquences de répétition, 38 Hz, 104 Hz,et 303 Hz.

Avec les définitions précédentes de C_1, C_2, C_3, on peut représenter (Fig. 3 - 6) leur évolution avec la fréquence à V = 10,2 kV.

La figure 3 - 7 présente les résultats déduits de la figure 3 - 6 concernant la largeur du spectre à mi-hauteur $C_3 - C_1$.

A la lumière de ces résultats, on peut distinguer trois domaines de fréquence dans l'évolution du retard avec la fréquence.

3 - 3 - 1 - Domaine de basses fréquences

Cette région intéresse les fréquences de répétition inférieures à 20 Hz environ. Dans ce domaine, la largeur des spectres expérimentaux demeure constante et donc indépendante de la fréquence. Le spectre couvre une plage de 20 µs environ et présente un pic correspondant à un retard compris entre 1 µs et 5 µs selon la tension.

Il apparait donc que les décharges sont créées dans ce domaine de fréquences de façon indépendante les unes des autres et qu'en conséquence, une décharge n'est pas, dans son établissement, influencée par le passage dans le milieu interélectrodes de la décharge précédente.

3 - 3 - 2 - Domaine de fréquences moyennes

Il couvre les fréquences comprises entre 20 Hz

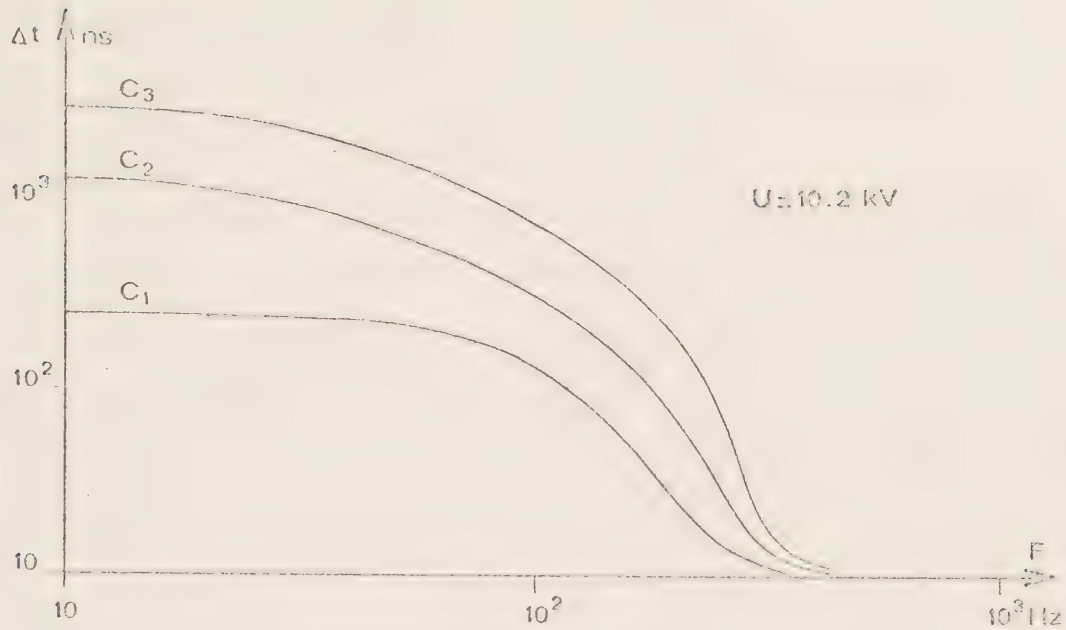


Figure 3 - 6 -Evolution de C_1 C_2 C_3 avec la fréquence

FIG 3_7_Largeur des spectres avec la fréquence

et environ 200 Hz. Les spectres de ce domaine sont caractérisés par leur rétrécissement avec la fréquence. Le maximum de chaque spectre est compris entre 100 ns et 1 µs.

Cependant, la forme générale rencontrée dans les spectres du domaine précédent demeure. On doit toutefois constater que les décharges ne sont plus indépendantes les unes des autres. On exprimera ce résultat en disant qu'à partir de F = 20 Hz, une décharge joue un rôle effectif sur le déclenchement de la décharge suivante.

3 - 3 - 3 - Domaine de fréquences élevées

Cette région ne concerne que des fréquences supérieures à 200 Hz. Les spectres obtenus sont très étroits. Leur largeur à mi-hauteur décroit avec la fréquence jusqu'à quelques nanosecondes. Dans ces conditions, le front de montée du spectre devient plus étroit que celui de la tension appliquée. Le spectre peut être décrit comme un spectre à montée verticale instantanée et à décroissance exponentielle, dont la constante de temps varie de quelques nanosecondes à environ 50 ns.

Dans ces conditions, l'influence d'une décharge sur la suivante est telle que la probabilité de démarrage d'un dard après l'application de la tension devient très élevée dès que cette dernière dépasse une valeur minimale ou seuil de démarrage d'un dard (voisine de 5 kV quand la distance interélectrodes est de 15 mm).

3 - 4 - ETUDE PRELIMINAIRE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

En vue de fournir des bases à une interprétation théorique des temps de retard, on peut procéder à une analyse statistique préliminaire de la forme des spectres expérimentaux.

3 - 4 - 1 - Forme générale des spectres dans les domaines des basses et moyennes fréquences

On définit une origine des temps a, une moyenne m et un écart-type σ des mesures de Log (t-a) .

Pour ces deux domaines, la répartition la plus voisine obtenue est la distribution logarithmico-normale {AIT 69} à trois paramètres a, m, σ. On sait que cette distribution exige une densité de probabilité définie par :

$$y = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}(t - a)} \quad \exp \quad - \frac{\{\log (t - a) - m\}^2}{2\sigma^2}$$

si $t > a$

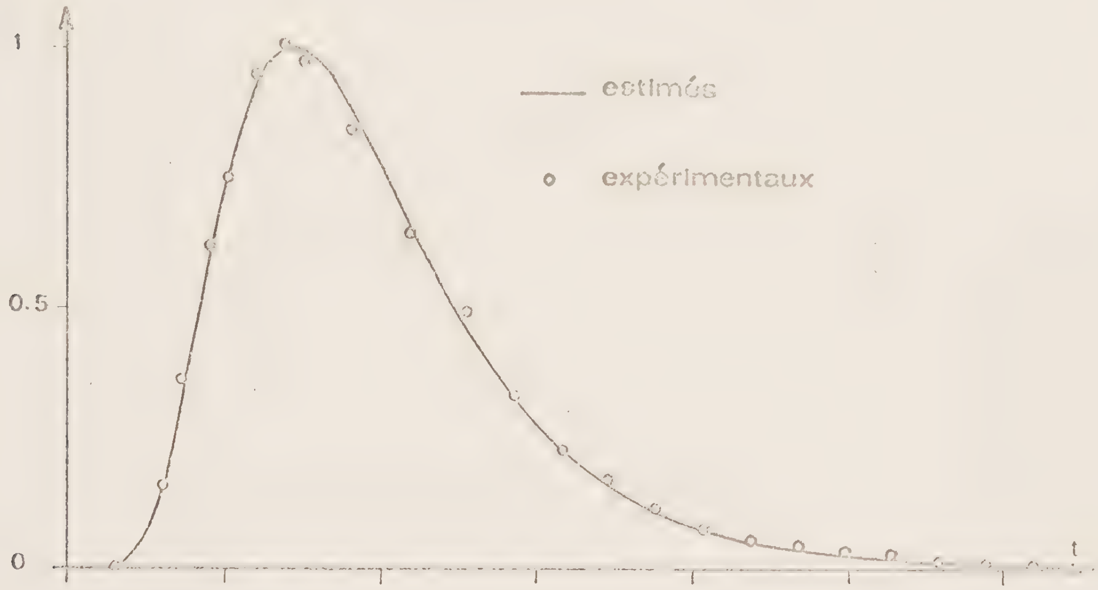
$y = o \quad$ si $t \leqslant a$

La transformation Y = log (T - a) de y conduit à une distribution gaussienne.

L'évaluation des paramètres a, m et σ a été conduite suivant diverses méthodes d'estimation décrite en annexe 2 : méthodes des moments, des quantiles et du maximum de vraisemblance.

Ces calculs, effectués avec l'aide d'un ordinateur CII 10070,

ont permis d'obtenir dans tous les cas un accord excellent entre les résultats des mesures et les distributions logarithmico-normales estimées, comme en témoigne la figure 3 - 8.



Divers tests, comme le test du χ^2 {BAS 62} ont permis d'accorder à ces estimations une probabilité de vraisemblance supérieure à 90 %. Cependant, l'évolution avec la fréquence des paramètres de la distribution lognormale ou des grandeurs caractéristiques telles que le premier moment ou l'écart-type s'effectue sans variations bien définies et et n'est en particulier pas monotone.

3 - 4 - 2 - <u>Cas des fréquences élevées</u>

Les résultats de 3 - 3 - 3 - ont montré que les spectres correspondent à un front de montée vertical instantané et une décroissance exponentielle. On pourra relier ce type de spectre à un processus de Poisson {BAS 62}. (annexe 1)

3 - 4 - 3 - Autres tests

L'éclairement de la cathode par un rayonnement ultra-violet a pour effet, dans des conditions données de fréquence et de tension, de réduire la largeur du spectre (Fig 3 - 9).

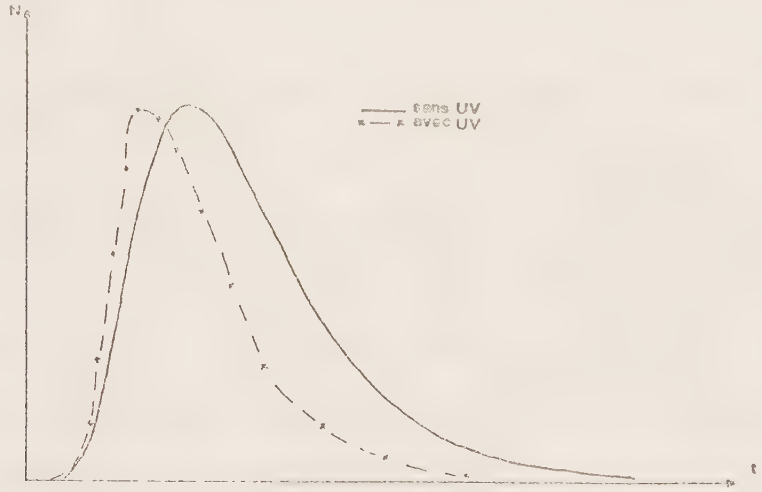


FIG 3.9_ Influence d'un éclairage U.V.

Enfin, quoique les conditions d'environnement gazeux des électrodes ne sont pas contrôlées, on observe qualitativement un élargissement du spectre avec l'humidité de l'air.

En conclusion, on déduit des observations précédentes que l'interprétation statistique donne un accord satisfaisant avec les spectres mesurés, mais leur interprétation théorique semble complexe essentiellement parce que l'influence d'une décharge sur la suivante provient de causes diverses qui seront étudiées dans le chapitre suivant.

CHAPITRE 4

INTERPRETATION DES MESURES DES TEMPS DE RETARD

Le temps de retard statistique s'écoule, on le sait, entre l'application de la tension impulsionnelle interélectrodes et la création d'électrons primaires ou électrons-germes convenablement situés pour donner lieu au démarrage d'un processus d'avalanche électronique conduisant au dard. Il convient donc de déterminer dans une première partie l'origine de ces électrons primaires, puis de décrire plus complétement le mécanisme de leur formation afin de pouvoir interpréter quantitativement les spectres de temps de retard.

4 - 1 - ORIGINE DE L'ELECTRON PRIMAIRE DANS LE DOMAINE DES BASSES FREQUENCES

Dans l'air atmosphérique, on peut envisager de nombreuses sources possibles pour un tel électron. Nous allons discuter les processus suivants : l'émission d'électrons par effet de champ sur la cathode plane, la production naturelle de paires ion-électron à partir des rayons cosmiques ou de la radioactivité naturelle et le détachement de l'électron d'un ion négatif sous l'effet du champ électrique appliqué.

4 - 1 - 1 - Emission de champ à la cathode

Il est généralement admis que l'émission de champ

à la cathode ne peut exister que si le champ électrique y est de l'ordre de 10^7 V/cm {LLE 57}.

Calculons le champ au niveau de la cathode dans les conditions expérimentales. On sait que le champ, maximal sur l'axe, est à la cathode de :

$$E_c = \frac{V}{d \, \text{Log} \left\{ 2\left(\frac{d}{r}\right) \right\}^{1/2}} \qquad \text{\{COE 71\}}$$

où V est le potentiel appliqué à la pointe, d la distance inter-électrodes et r le rayon de courbure de la pointe.

$V_o = 10$ kV $\quad d = 15$ mm $\quad r = 40\ \mu$

$$E_c = 2 \,.\, 10^5 \ \text{V/m} = 2 \,.\, 10^3 \ \text{V/cm}$$

On constate immédiatement que, dans l'hypothèse où le plan n'est pas pollué (effet Malter), cette valeur du champ est très insuffisante pour justifier une éventuelle contribution de la cathode à la création de l'électron primaire, du moins par effet de champ.

4 - 1 - 2 - <u>Production de paires ion-électron</u>

Sous l'action du rayonnement cosmique et de la radio-activité naturelle, la production de paires ion-électron est en

moyenne comprise entre 7 et 20 électrons par cm^3/s {KUF 59}, {SCH 53}. Elle ne peut fournir une source effective d'électrons-germe qu'à la condition d'être localisée dans un voisinage de la pointe où règne un champ électrique d'amplitude convenable . Dans ce domaine, il est nécessaire que l'ionisation l'emporte sur l'attachement. Cette dernière contrainte impose une valeur minimale du champ électrique évaluée à $2,4 \cdot 10^6$ V/m {HEP 72}. Il est possible d'estimer un ordre de grandeur du volume dans lequel cette valeur critique du champ est dépassée. Le calcul direct ou la transposition des calculs obtenus par Saint-Arnaud {STA 69} conduit à un volume d'environ 5 mm^3.

La durée de vie d'un tel électron peut être calculée à partir des données fournies par Massey {MAS 69}. Considérons la réaction à trois corps représentant l'attachement d'un électron sur une molécule d'oxygène :

$$e^- + O_2 + M \rightarrow O_2^- + M$$

La constante de vitesse de réaction est, à 300 °K, de l'ordre de 10^{-30} $cm^6/s/mole$. Ceci induit une durée de vie moyenne de l'électron de l'ordre d'une dizaine de nanosecondes ; cela signifie qu'un électron germe éventuel ne sera disponible qu'immédiatement après sa création.

La probabilité qu'un électron soit créé par le rayonnement cosmique durant un intervalle de temps de l'ordre du temps de retard moyen (à 10 kV, ce retard moyen est de 1 µs)

dans le volume de 5 mm^3 sera :

si $\lambda = 20 \times 0,005 = 0,1$ électron /seconde

$p = \lambda t \, e^{-\lambda t}$

Pour $t = 1 \mu s$: $p \simeq 0,1 \times 10^{-6} = 10^{-7}$.

La contribution des électrons formés par le rayonnement naturel à la création de l'électron-germe apparait donc improbable.

4 - 1 - 3 - Détachement de l'électron à partir d'un ion négatif

Examinons le cas particulier d'un ion négatif O_2^-.Le détachement de l'électron peut s'opérer suivant:

$$O_2^- + O_2 \rightarrow 2\, O_2 + e^- \qquad \{FRO\ 64\}$$

A la pression atmosphérique,on peut déduire des calculs de Frommhold une courbe de variation de τ , durée de vie moyenne de l'ion O_2^- , avec le champ électrique (figure 4 - 1).

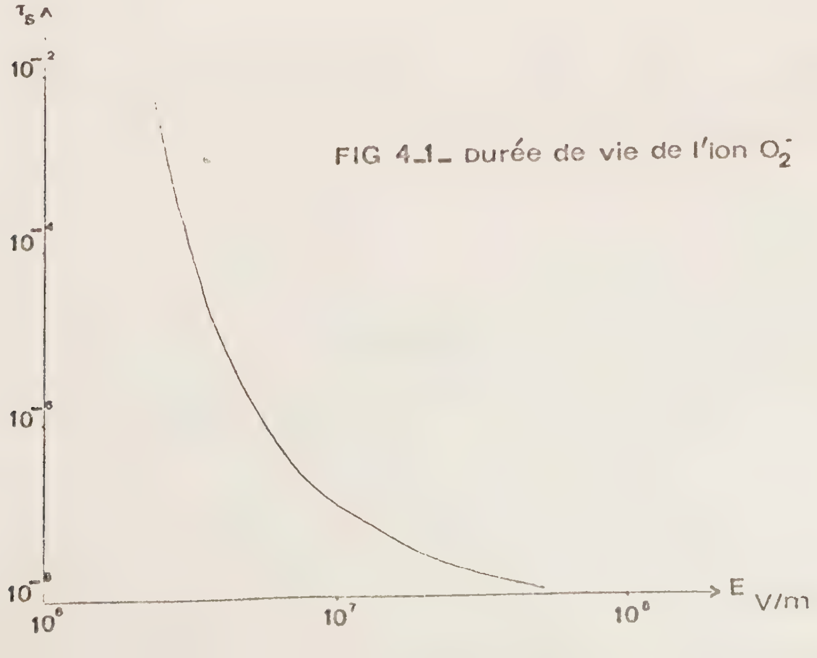


FIG 4_1_ Durée de vie de l'ion O_2^-

Les résultats obtenus pour l'ion O_2^- montrent que pour une valeur du champ supérieure à 6,85 kV/cm,la durée de vie statistique moyenne de l'ion O_2^- est de l'ordre de 0,1 µs.

Par un calcul analogue à celui du paragraphe 4-1-2-, le volume ,voisin de la pointe,dans lequel le détachement est susceptible de se produire (en moins de 100 ns) est environ de 2 mm^3.Les ions négatifs présents dans l'air ambiant,à la pression atmosphérique,sont répartis statistiquement en volume autour d'une valeur moyenne estimée par Schönland à 1000 ions/cm^3 {SCH 53} . Ainsi,deux ions négatifs sont en moyenne susceptibles de perdre leur électron en un temps inférieur à 100 ns.Cette propriété justifie l'ordre de grandeur des temps de retard enregistrés dans le domaine des fréquences les plus basses à l'intérieur duquel nous avons remarqué l'indépendance de deux décharges consécutives.

En résumé,il apparait que l'origine de l'électron-germe, sans influence d'une décharge sur la suivante,est probablement le détachement de l'électron d'un ion négatif.Les durées de vie de O^- et O_3^- sont sensiblement inférieures à celle de O_2^- dans les mêmes conditions {MAS 69} .

4 - 2 - CALCUL THEORIQUE DES DISTRIBUTIONS DE TEMPS DE RETARD DANS LE CAS DES BASSES FREQUENCES DE REPETITION

Le long de son passage à travers le milieu interélectrodes le dard dépose derrière lui des ions positifs et négatifs pouvant

perturber le développement de la décharge ultérieure.Afin d'éviter cet inconvénient,la constante de temps de décroissance de la tension appliquée est choisie de telle manière qu'entre deux décharges consécutives la tension ne chute jamais à zéro.Ainsi,il existe pendant un temps déterminé inférieur à la période de la tension un certain champ électrique entre la pointe et le plan qui assure la collection des ions.

Dans le domaine des fréquences basses,deux impulsions de tension sont espacées d'au moins 50 ms (20 Hz).Le temps nécessaire à la collection des ions peut être déterminé.Une majoration de ce temps est fournie par le délai nécessaire à la dérive d'un ion positif de l'anode à la cathode:

$$t_{Max} = \int_0^d \frac{dx}{\mu_+ \, E(x)} < 1 \text{ ms}$$

Après 1 ms,tous les ions créés par le dard sont collectés et le milieu interélectrodes retourne à l'état d'équilibre de l'air ambiant.

4 - 2 - 1 - Détermination de la densité de probabilité des temps de retard

Le calcul suivant est fondé sur les hypothèses suivantes:

a - L'origine de l'électron-germe est le détachement de l'électron d'un ion négatif dans un volume proche de la pointe.

b - Une fois détaché,la probabilité qu'un électron né dans le volume proche de la pointe conduise par multiplication à une avalanche de taille convenable pour donner lieu à la formation d'un dard est constante.Elle sera prise égale à l'unité dans un but

de simplification.

c - L'origine des temps (t=0) sera l'instant d'application de la tension,prise comme échelon de tension.

d - Le calcul sera mené par analogie avec l'étude du processus de Poisson.

Soit i(t) le courant d'ions négatifs pénétrant dans le voisinage immédiat de la pointe.A l'anode,la probabilité p_1 qu'un ion négatif,perdant son électron,conduise à la formation d'une avalanche de taille suffisante pour assurer le démarrage d'un dard est,entre t et t+dt égale à :

$$dP_1(t) = p_1(t,t+dt) = \frac{i(t)}{e} . dt \qquad (1)$$

où e désigne la charge élémentaire.

Soit $p_s(t,t+dt)$ la probabilité que le premier dard se produise entre t et t+dt.Par application du théorème des probabilités composées {BAS 62},$p_s(t,t+dt)$ est le produit de la probabilité $P_0(0,t)$ qu'aucun ion négatif n'atteigne le voisinage de la pointe entre 0 et t et de la probabilité $p_1(t,t+dt)$ qu'un seul ion négatif atteigne l'anode entre t et t+dt,soit :

$$dP_s(t) = p_s(t,t+dt) = P_0(0,t).p_1(t,t+dt) \qquad (2)$$

Par définition :

$$P_0(0,t+dt) = P_0(0,t).p_0(t,t+dt) \qquad (3)$$

$$p_0(t,t+dt) = 1 - \Sigma\, p_i(t,t+dt) \simeq 1 - p_1(t,t+dt) \qquad (4)$$

On peut développer $P_0(0,t+dt)$ selon Taylor :

$$P_0(0,t+dt) = P_0(0,t) + P_0'(0,t).dt \qquad (5)$$

(3) et (5) mènent à :

$$P_0(0,t) + P_0'(0,t)\,dt = P_0(0,t) \times p_0(t,t+dt) \qquad (6)$$

(4) et (6) entraînent :

$$\frac{P_0'(0,t)}{P_0(0,t)}\,.\,dt = -\,p_1(t,t+dt)$$

$$P_0(0,t) = \exp\left\{-\int_0^t p_1(t,t+dt)\right\} \qquad (7)$$

(1) et (7) permettent d'écrire :

$$P_0(0,t) = \exp\left\{-\int_0^t \frac{i(t)}{e}\,dt\right\} \qquad (8)$$

(2) et (8) induisent :

$$p_s(t,t+dt) = p(t)\,dt = \frac{i(t)}{e}\exp\left\{-\int_0^t \frac{i(t)}{e}\,dt\right\} dt$$

Si p(t) désigne la densité de probabilité du démarrage d'un dard ,

$$p(t) = \frac{i(t)}{e}\,.\,\exp\left\{-\int_0^t \frac{i(t)}{e}\,dt\right\}$$

Ce résultat général est obtenu sans aucune hypothèse quant à la géométrie des électrodes.

4 - 2 - 2 - Application du calcul à un modèle plan

Dans un but de simplification, appliquons tout d'abord les résultats du calcul précédent à un modèle plan.

Soient d, S, v respectivement la distance interélectrodes, la section des électrodes et la vitesse de la dérive d'un ion négatif.

Soient λ, δ et β respectivement la concentration moyenne (statistique) des ions négatifs de l'air ambiant, le coefficient de création de paires ion-électron par le rayonnement naturel (en $m^{-3}\ s^{-1}$) et le coefficient de recombinaison, en l'absence de champ électrique appliqué.

Ces coefficients sont liés par l'équation de continuité :

$$\frac{d\lambda}{dt} = -\beta\lambda^2 + \delta$$

A l'équilibre $\lambda = \sqrt{\frac{\delta}{\beta}}$

Les données de Von Engel {VON 65} et Kuffel {KUF 59} attribuent à δ et β les valeurs :

$\delta = 2.10^7\ m^{-3}/s$

$\beta = 1,5.10^{-12}\ m^3/s$

soit $\lambda = 4,5.10^9$ ions $/m^3$

On néglige, après t = 0, toute recombinaison.

Alors $\frac{i(t)}{e} = Sv\lambda$

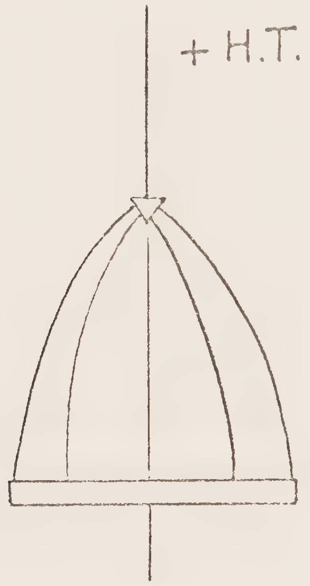
$$p(t) = Sv\lambda\ .\ \exp(-Sv\lambda t)$$

Il ne faut pas perdre de vue que λ est une valeur moyenne, en réalité distribuée statistiquement. Cependant, le résultat obtenu pour p(t) est conforme à la formule établie

par Von Laue {LAU 25}, déjà citée au paragraphe 1 - 4 - 2 -.

4 - 2 - 3 - Amélioration du modèle

Afin de se rapprocher du dispositif pointe-plan utilisé dans les expérimentations, on peut schématiser les lignes de champ réelles suivant la figure 4 - 2.



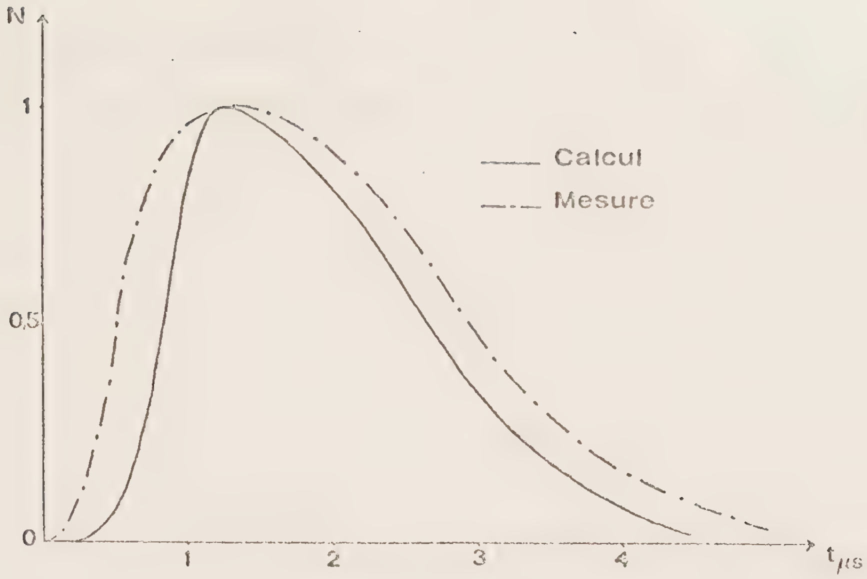
Si on suppose (en première approximation) que tous les ions situés à la distance x de la pointe l'atteignent simultanément et que la vitesse de dérive des ions est constante :

$$p(t) = \pi k^2 v^2 \lambda t^2 . \exp \left(-\pi k^2 v^2 \lambda \frac{t^3}{3} \right)$$

Posons $a = \pi k^2 v^2 \lambda$ Alors :

$$p(t) = a t^2 \exp\left(- a \frac{t^3}{3}\right)$$

Cette distribution peut être comparée à la distribution expérimentale obtenue pour U=10 KV à une fréquence basse :



On constate qu'un accord satisfaisant est obtenu en dépit d'approximations simplificatrices. Le calcul théorique pourra être par la suite amélioré en utilisant un modèle pointe-plan pour lequel les équipotentielles sont des hyperboloïdes homofocaux et les ellipsoïdes orthogonaux. Ainsi, on peut déterminer le temps nécessaire à tout ion de l'espace interélectrodes pour atteindre un volume proche de la pointe dans lequel le détachement peut se produire. On obtient alors une expression théorique statistique satisfaisante de i(t) .

4 - 3 - CONDITIONS DE L'INFLUENCE D'UNE DECHARGE SUR LA SUIVANTE

A partir des remarques formulées dans le paragraphe précédent , on conçoit que l'influence d'une décharge sur la suivante se traduise par une augmentation de la densité d'ions négatifs présents dans le milieu gazeux à l'instant d'application de la tension.

La réduction observée des temps de retard dans les domaines de fréquences moyennes et élevées sera dûe à un accroissement des ions présents dans l'intervalle par l'action des états métastables de l'azote ou de l'oxygène d'une part,au fait que tous les ions produits par la décharge ne sont pas tous absorbés par la pointe par un effet de charge d'espace.

4 - 3 - 1 - Effet de charge d'espace

La charge d'espace produite autour de la pointe par les ions négatifs réduit,avant de se dissiper,le champ électrique local,d'où une accumulation d'ions négatifs localisée au voisinage de la pointe.Dans ces conditions,la vitesse de dérive des ions négatifs devient plus faible et une partie des ions présents dans l'intervalle demeure présente à l'application de la tension.En effet,prenons l'exemple d'une fréquence de 200 Hz, soit une période de 5 ms.La mobilité d'un ion est de l'ordre de 2.10^{-4} $m^2/V/s$ .Le champ électrique moyen,réduit de 10^6 V/m à 10^4 V/m,conduit un ion négatif à traverser l'intervalle en 10 ms, soit en un temps supérieur à la période de la tension appliquée .

4 - 3 - 2 - Influence des métastables

En plus de particules chargées,chaque décharge laisse dans l'intervalle sur son passage une concentration assez importante de molécules ou atomes neutres excités dans un état métastable.Bien que leur densité soit mal connue,on peut supposer que la valeur de 10^{12} cm^{-3} peut être atteinte dans certaines décharges {COB 58} .En général,la durée de vie d'un état excité est

de l'ordre de 10 ns.Pour un état métastable tel que $A^3\Sigma_u^+$(6,3 eV), la durée de vie moyenne est supérieure à la milliseconde.On comprend qu'une durée de vie aussi longue puisse entraîner une action non négligeable de ces molécules neutres métastables,soit au sein du gaz,soit sur les surfaces .

4 - 3 - 2 - 1 - Données relatives aux métastables de l'air

a - Données générales

Par définition,un état métastable est un état d'excitation de la molécule pour lequel les règles de sélection interdisent toute transition de cet état à un quelconque état d'énergie inférieure.Une molécule dans un état métastable ne peut le quitter que lors d'une collision avec une autre particule qui,soit l'amène à un état d'énergie supérieure duquel elle retournera à l'état normal,soit lui permet de céder une partie de son énergie à la particule incidente(un atome par exemple).Dans ce dernier cas,on a affaire à une collision de seconde espèce.De telles collisions étant assez rares,la durée de vie moyenne d'un métastable est très longue comparée à celle d'un état normal d'excitation.La durée de vie τ dépend en fait de la pression du gaz p :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{A}{p} + Bp \qquad A,B = Cte. \qquad \{DUS\ 34\}$$

Dans cette relation,le premier terme rend compte de la diffusion des métastables vers les parois du volume considéré et le second de la disparition des métastables dans le gaz.

b - Réactions possibles impliquant des métastables

Soient A et B deux molécules gazeuses de nature différente. A^m est un métastable de A .

--- Lorsque l'énergie de A^m est supérieure à l'énergie d'ionisation de B :

$$A^m + B \rightarrow A + B^+ + e^- \qquad \{LOE\ 65\}$$

--- Lorsque l'énergie de A^m est inférieure à l'énergie d'ionisation de B, mais supérieure à l'énergie d'excitation de B :

$$A^m + B \rightarrow A + B^* \qquad \{LOE\ 65\}$$

--- Lorsque l'énergie de A^m est inférieure à l'énergie d'ionisation de B, mais supérieure à la moitié de l'énergie d'ionisation de A :

$$A^m + A^m \rightarrow A^+ + A + e^- \qquad \{LOE\ 65\}$$

c - Action des métastables sur une surface

Lorsque l'énergie de A^m est supérieure au travail de sortie de la surface, l'impact d'un A^m donne lieu à une émission électronique de la surface {OLI 29} . Cette émission est indépendante de l'énergie cinétique des métastables incidents {COB 58} .

4 - 3 - 2 - 2 - Application au cas de l'air

Nous nous intéresserons dans ce paragraphe uniquement à l'air considéré comme mélange d'azote et d'oxygène.

Les états métastables de l'oxygène sont essentiellement $a^1\Delta_g$ et $b^1\Sigma_g^+$ (1 eV et 1,6 eV), celui de l'azote $A^3\Sigma_u^+$ (6,3 eV).

Les énergies d'ionisation de O_2 et N_2 sont respectivement 12,5 eV et 15,5 eV {VON 65}, {MAS 69}, {WAY 69} .

Les réactions du paragraphe b) sont impossibles à l'exception de la seconde,mais qui ne présente pas d'intérêt pour la création de l'électron primaire.

Par contre,avec une cathode de cuivre,Φ = 4,5 eV ;l'azote métastable donnera lieu à une production d'électrons à la cathode .

4 - 3 - 3 - Application aux résultats expérimentaux obtenus aux fréquences moyennes et élevées

Les propriétés des métastables décrites précédemment permettent de contrôler le rôle de la fréquence de répétition de la tension sur les temps de retard.Plus la fréquence s'élève, plus le nombre de métastables non désexcités est important.L'action de la charge d'espace d'ions négatifs est analogue.Cependant,aux fréquences moyennes,le rôle des métastables devient prédominant sur celui de la charge d'espace.Ce domaine se présente donc comme une transition continue des "basses" fréquences aux "hautes" fréquences.

Le rôle des métastables dans la physique de la décharge est encore peu connu.On peut penser qu'il est essentiel dans la propagation du dard.En effet,en conclusion de leurs travaux relatifs à la propagation de dards successifs,Acker et Penney {ACK 68} pensent démontrer qu'un dard laisse derrière lui une traînée de métastables.Ces derniers jouissent de la propriété d'être aisément photoionisables.Ainsi,le mécanisme de propagation de Dawson et

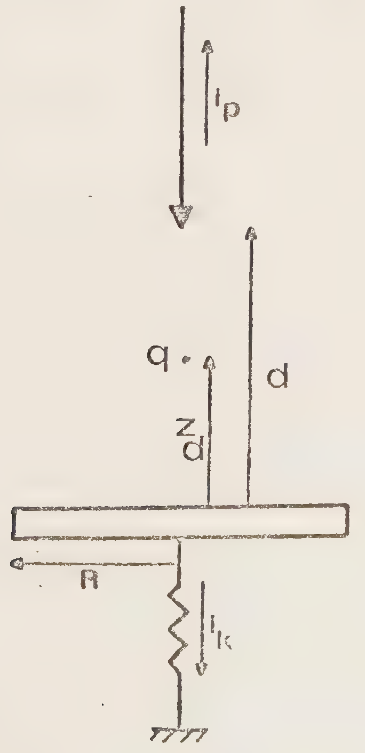
Winn est accéléré.Le temps de descente du dard de la pointe au plan est d'autant plus réduit que la fréquence de répétition de l'impulsion de tension est élevée .

Notons également que l'état $A^3\Sigma_u^+$ de N_2 joue un rôle essentiel dans les processus d'émission électronique de la cathode lorsque E/p égale 100 V/cm/Torr {HAY 72} .

CHAPITRE 5

APPLICATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL PRECEDENT A L'ETUDE DE L'INTERACTION DARD-SURFACE CATHODIQUE

Sur son passage dans le milieu gazeux,le dard formé sous tension continue dépose derrière lui des ions,en particulier positifs dérivant vers la cathode.Afin d'estimer l'influence de ces charges positives sur la cathode,nous allons établir un modèle électrostatique du dard.A un instant t donné,le dard peut être représenté par une sphère quasiment ponctuelle de charges positives reliée à la pointe par un canal globalement neutre.Il est entendu dans ce modèle que la création en tête du dard d'une charge positive se traduit par la pénétration dans la pointe d'une charge négative.



A un instant t donné,on peut calculer le potentiel créé par cette répartition de charges en un point M de coordonnées cylindriques r et z.

$$V_M = \frac{q}{4\,\Pi\,\varepsilon_0}\left\{\frac{1}{\sqrt{r^2+(z-z_d)^2}} - \frac{1}{\sqrt{r^2+(z+z_d)^2}}\right\}$$

La densité de charge σ_{plan} sur le plan est alors donnée par:

$$\sigma_{plan} = -\,\varepsilon_0\left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)_{z=0} = -\frac{q z_d}{2\,\Pi}\,\frac{1}{(r^2+z_d^2)^{3/2}}$$

Soit R le rayon du plan circulaire.

$$Q_{plan} = \int_0^R \sigma_{plan}\, dS_{plan}$$

$$Q_{plan} = q\left(\frac{z_d}{(R^2+z_d^2)^{1/2}} - 1\right)$$

Le courant s'écoulant par la cathode est alors :

$$I_k = \frac{dQ_{plan}}{dt} = A\,\frac{dq}{dt} + B\,v\,q \qquad (1)$$

où v désigne la vitesse de propagation de la tête du dard.

$$A = \frac{z_d}{(R^2+z_d^2)^{1/2}} - 1 \qquad B = \frac{R^2}{(R^2+z_d^2)^{3/2}}$$

I_k est mesuré expérimentalement sur une résistance de 50 Ω en série avec le plan.La résolution numérique de l'équation (1) conduit à négliger le terme Bvq devant $A\frac{dq}{dt}$ .Les conclusions de ce calcul sont les suivantes :

-- L'influence du dard , en cours de propagation , sur le plan est dûe à la variation de charge en tête du dard.

-- Le calcul conduit à une charge q de l'ordre de 10^{-11} C.

-- Si l'on attribue à la charge q un rayon de 30µ {DAW 65} ,le champ en tête de dard est de l'ordre de 10^{8} V/m,soit sensiblement le champ électrique régnant au voisinage de la pointe.

Soumise à l'impact des ions positifs créés par le dard, la cathode devient,à l'arrivée du dard au plan,le siège de phénomènes d'émissions secondaires.En premier lieu,il est raisonnable de négliger un quelconque effet photoélectrique sur la cathode.On peut admettre,en second lieu,que le plan,sous l'impact des ions positifs,est sujet à un échauffement pouvant mener à la production d'électrons secondaires par effet thermique.Des expériences élémentaires semblent démentir cette hypothèse.En effet,un plan d'étain(de point de fusion 232°C) soumis à un grand nombre de prédécharges localisées ne présente,sous le microscope,aucune figure témoignant d'un échauffement local.Ce même plan est érodé lorsque des arcs électriques sont dirigés sur sa surface,ce qui est un résultat déja connu {LLE 66} .En dépit de la valeur élevée du champ électrique dans le voisinage immédiat de la cathode à l'arrivée du dard,l'émission d'électrons par effet de champ demeure peu probable ;le champ est en fait trop faible d'un ordre de grandeur pour justifier une telle hypothèse {DOL 53} .

La distribution en énergie des ions n'est malheureusement pas encore connue.Sous réserve que des ions incidents possèdent une énergie élevée (comprise entre 10 eV et 20 eV),il est prévisible d'assister à une pulvérisation du métal de la cathode sous

l'impact d'une fraction des ions positifs laissés par le dard entre les électrodes.L'observation d'un tel phénomène serait de nature à mieux comprendre la distribution en énergie des ions positifs,partant de mieux cerner les mécanismes de production de ces ions.Or,en dépit de son intérêt scientifique,l'étude de la pulvérisation cathodique n'a jamais été entreprise.La raison est essentiellement que cette mise en évidence est rendue délicate par la forte densité de bandes d'azote moléculaire dans le spectre ultraviolet émis par le dard.Les études spectroscopiques déja réalisées {HAR 70},{MAR 69} ont établi que ce spectre est constitué presque exclusivement de bandes d'azote (99,9% de l'intensité globale du spectre émis est représentéepar les transitions $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ et $B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$ de N_2).Ainsi d'éventuelles raies de métal sont noyées dans le spectre de l'azote .

C'est pourquoi il est apparu intéressant d'entreprendre une étude de ce phénomène à l'aide du dispositif électronique performant (résolution en temps élevée) déjà utilisé dans les expérimentations décrites dans le chapitre 2 .

5 - 2 - PRINCIPE DE L'ETUDE SPECTROSCOPIQUE

La pulvérisation cathodique est étudiée par l'analyse temporelle d'une raie intense du métal de la cathode et par l'étude en fonction de la longueur d'onde du spectre émis au niveau du plan à l'arrivée du dard sur ce dernier .

Une importance particulière doit être accordée au choix du métal de cathode.Les deux critères de choix essentiels sont d'utiliser un métal dont la raie de résonance soit à la fois bien séparée des bandes d'émission de l'azote et suffisamment intense pour être convenablement détectée.Ces contraintes ont conduit à l'emploi exclusif du cuivre (λ =3247,5 Å ou encore λ=3274 Å un peu moins intense) et surtout de l'aluminium (λ =3961,5 Å ou encore λ =3944 Å sensiblement moins intense) .

5 - 3 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

La configuration générale du montage de mesure est représentée sur la figure 5 - 2 :

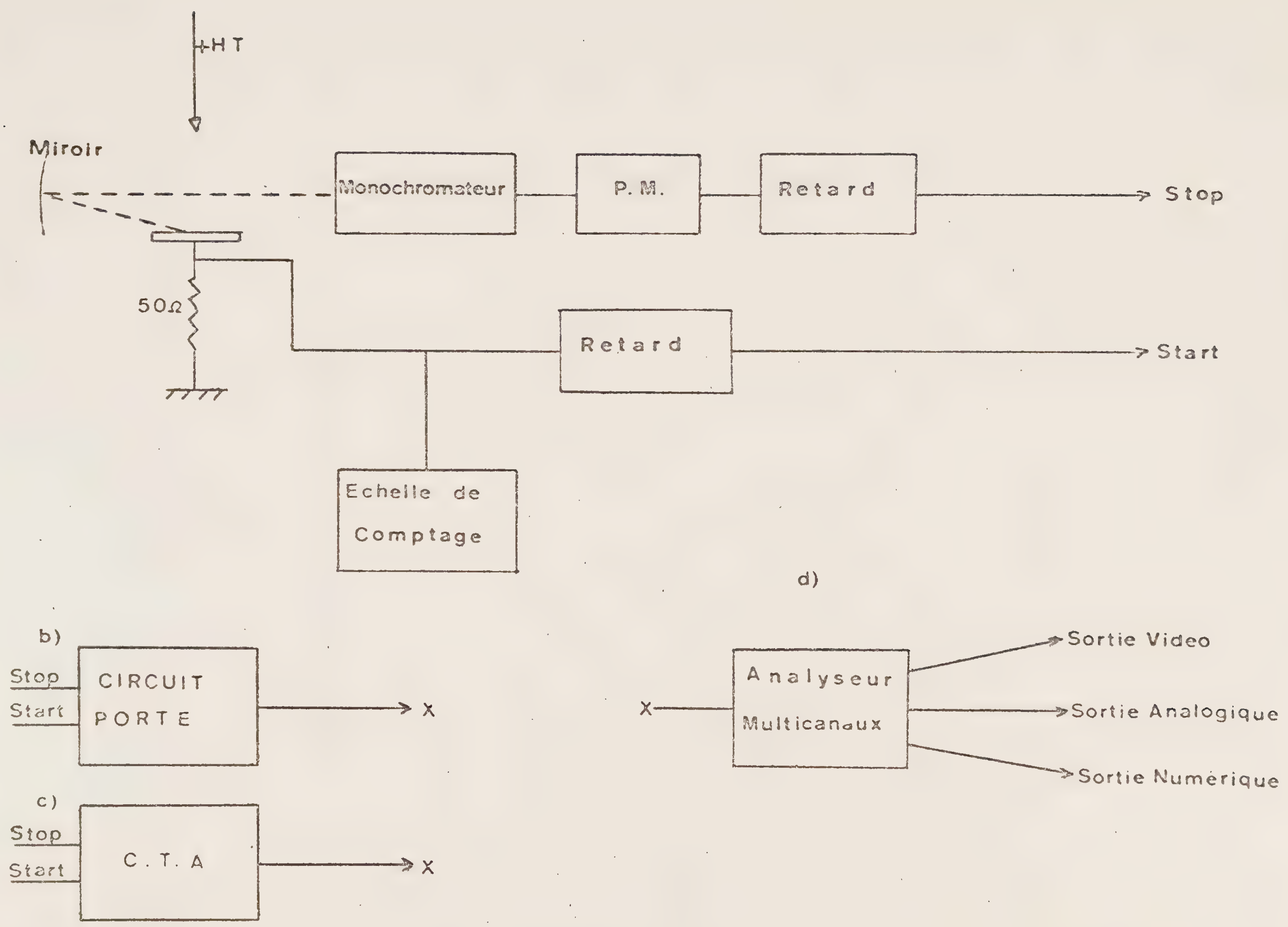

+HT
Miroir
50Ω
Monochromateur
P. M.
Retard
Stop
Retard
Start
Echelle de Comptage
a)
b)
Stop
Start
CIRCUIT PORTE
X
c)
Stop
Start
C. T. A
X
d)
X
Analyseur Multicanaux
Sortie Video
Sortie Analogique
Sortie Numérique

FIG. 5-2

La décharge étudiée est une décharge couronne positive créée entre une pointe de tungstène de 40 μ. de rayon de courbure et un plan de cuivre ou d'aluminium de 25 mm. de diamètre. La haute tension appliquée à l'intervalle est continue et limitée à 15 kV afin d'éviter, pour une distance interélectrodes de 15 mm., la formation d'un arc transitoire.

La première partie du montage est la reproduction d'un dispositif utilisé par Marode {MAR 69} et Hartmann {HAR 70}. Elle consiste en un miroir concave (évitant ainsi toute aberration chromatique) qui focalise l'image de la fente d'entrée d'un spectrographe Jarell-Ash de 3,40 m. de focale, équipé d'un réseau de 1180 traits par millimètre. Ce spectrographe possède un maximum d'efficacité lumineuse dans le premier ordre entre 2000 Å et 4100 Å. Un diaphragme, placé sur la fente d'entrée, sélectionne un fragment de la décharge situé sensiblement au plan. Le spectrographe est utilisé en monochromateur. Les fentes d'entrée et de sortie ont une largeur de 100 μ. Les radiations émises sont détectées à l'aide d'un photomultiplicateur R.T.C. 56AVP.

5 - 3 - 1 - Etude des spectres en fonction du temps

Cette étude utilise le même convertisseur temps-amplitude que celui décrit dans le chapitre 2. Nous ne reviendrons donc pas sur ses caractéristiques. La voie Start achemine au convertisseur l'impulsion de courant cathodique retardée et la voie Stop l'impul-

de photomultiplicateur retardée. L'impulsion de sortie du convertisseur est injectée ensuite dans l'analyseur multicanaux décrit dans le chapitre 2.

5 - 3 - 2 - Etude des spectres en fonction de la longueur d'onde

Cette étude nécessite l'emploi d'un circuit porte, de largeur de 5 ns à 500 ns, ouverte par l'impulsion "Start" ce qui permet, par une tehnique de coïncidence, de réduire considérablement la probabilité de compter des impulsions aléatoires de bruit provenant du photomultiplicateur. La sortie de ce dispositif débouche également sur l'analyseur multicanaux.

5 - 4 - TECHNIQUES OPERATOIRES

Dans les essais qui sont pratiqués ici,la tension continue appliquée est de 13 kV, ce qui conduit à une fréquence de répétition des décharges de l'ordre de 8 kHz {BUC 65} .
La technique utilisée dans les deux montages décrits plus haut est le comptage photon par photon de la lumière émise par le dard au niveau du plan. Elle est rendue nécessaire pour une mesure précise des spectres, compte tenu de la faible intensité des radiations transitoires examinées et de la reproductibilité des décharges. Il faut, en effet, que le photomultiplicateur ne compte que le premier photon par décharge. Si le nombre de

photons observés était trop élevé, seuls les premiers seraient pris en compte, d'où une répartition inexacte des spectres relevés {DON 72}.

Si le nombre moyen de photons N est peu élevé ou si la photocathode reçoit la lumière émise sous un angle solide très petit, le nombre moyen de photons reçus, n, sur la photocathode du photomultiplicateur est très petit. Il est alors peu probable d'avoir une impulsion délivrée par le photomultiplicateur formée par plus d'un photoélectron.

Pour chaque évènement primaire, on peut admettre que la distribution des photons sur la photocathode est une loi de Poisson autour de n {TAT 67}.

Si n' = p x n , où n' est le nombre moyen de photoélectrons émis par la cathode (p la probabilité moyenne d'émission d'un photoélectron par photon incident), la probabilité de n' photoélectrons est :

$$\mathcal{P}(n') = \frac{(\overline{n}')^{n'} \, e^{-\overline{n}'}}{n' \, !}$$

Le comptage par photoélectron unique consistera donc à réduire $\frac{\mathcal{P}(n' > 1)}{\mathcal{P}(1)}$ à une valeur très faible. Un taux de comptage de $\frac{1}{50}$ (un photoélectron pour 50 décharges consécutives) donne à ce rapport la valeur désirée de 1 %.

L'étude des spectres en fonction du temps a été réalisée en calant le monochromateur sur la longueur d'onde intéressante

et l'utilisation de l'analyseur multicanaux en sortie du convertisseur temps-amplitude permet d'obtenir une résolution en temps élevée de l'ordre de 100 ps. Une résolution si fine a justifié l'adjonction au montage d'un détecteur de passage à zéro (cf. chapitre 2) qui a réduit de beaucoup les fluctuations de déclenchement. (il admet un "jitter" de 100 ps pour une dynamique de 20 dans les impulsions d'entrée).

Pour l'étude des spectres en fonction de la longueur d'onde, le monochromateur balaie une plage de longueurs d'onde à une vitesse ajustable jusqu'à 1 Å /mm. Les impulsions issues du circuit porte sont analysées par l'analyseur multicanaux fonctionnant en multiéchelles. Dans ces conditions, le temps de comptage par canal est déterminé par une horloge extérieure. La résolution en longueurs d'onde du spectre (0,5 Å) dépend donc de la vitesse de balayage du monochromateur, de la période de l'horloge, du facteur de conversion de l'analyseur, ainsi que de la largeur de la fente de sortie du monochromateur.

Les spectres issus de l'analyseur sont enregistrés en analogique et numérique et visualisés sur un récepteur vide.

5 - 5 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les résultats obtenus avec le cuivre et avec l'aluminium sont semblables. Avec le cuivre, la difficulté expérimentale provient de la proximité des raies du cuivre (λ = 3247,5 Å)et de l'azote ($b^1 \Pi_u \rightarrow a^1 \Pi g$)

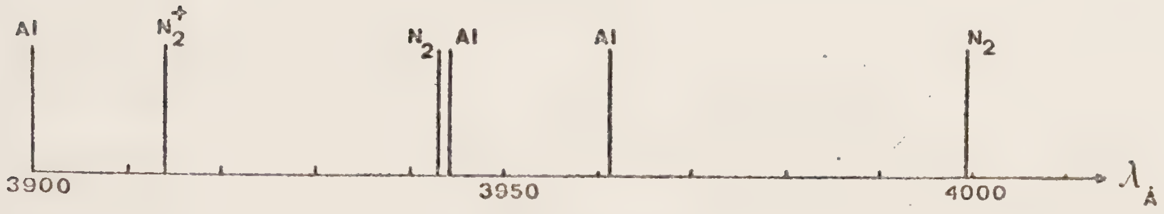


FIG 5_3

Avec l'aluminium, le spectre d'azote est bien séparé (Fig. 5 -3) mais il existe un problème d'oxydation. En effet, une mince couche d'alumine se forme sur le plan d'aluminium, ce qui interrompt ensuite le processus de pulvérisation {COB 58}. Il est alors nécessaire de maintenir une surface très propre sur la cathode et de choisir des temps d'accumulation convenables. Les résultats expérimentaux typiques sont ceux de la figure 5 - 4. Les résultats obtenus avec le cuivre sont analogues.

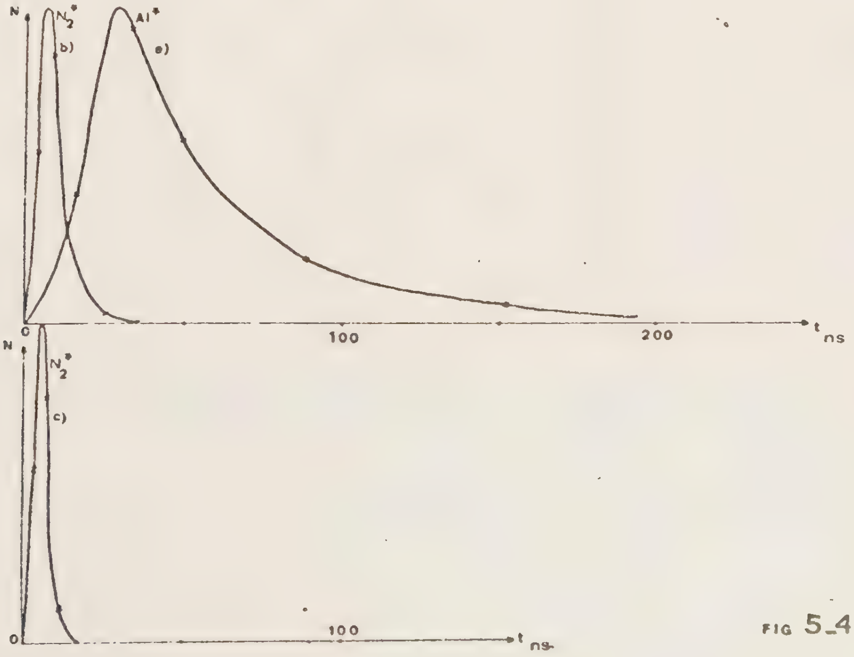


FIG 5_4

La bande située à 3804,9 Å, second système positif de l'azote, est très intense. Cette bande donne lieu à un spectre étroit, centré sur l'arrivée du dard au plan (b) et qui demeure presque inchangé à 0,1 mm du plan (c).
Par contre, le spectre d'aluminium (a) présente un maximum entre 20 ns et 25 ns après l'arrivée du dard au plan tandis que l'émission lumineuse de métal au plan persiste au moins 200 ns, après l'arrivée du dard. A 0,1 mm du plan, aucune émission de métal n'est détectée.

Un spectre typique en fonction de la longueur d'onde est représenté sur la figure 5 - 5 .

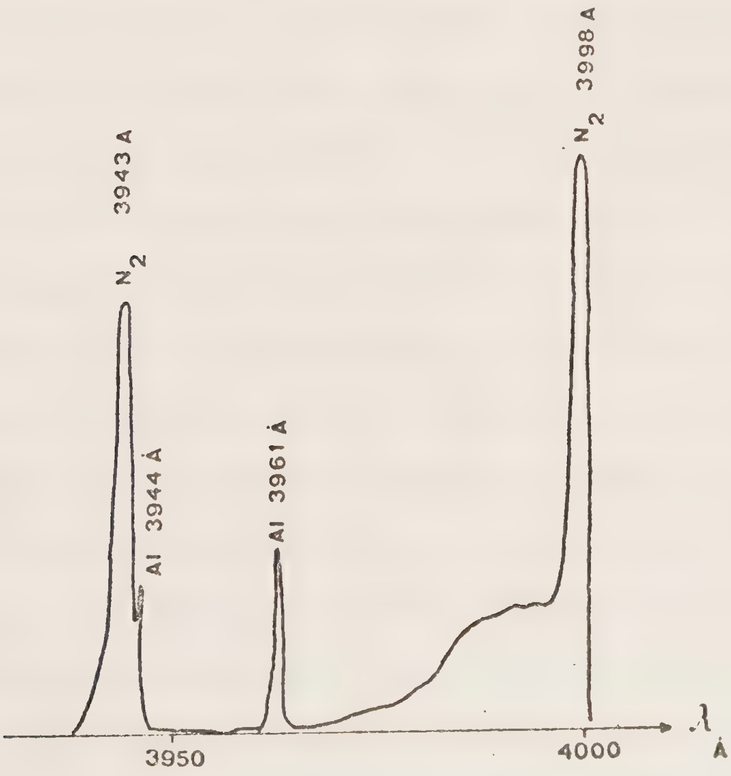


FIG 5_5

Des mesures ultérieures {JOH 72} ont montré :

- qu'après le pic intense de l'azote, on retrouve des émissions d'azote, sensiblement proportionnelles au courant cathodique, d'amplitudes très faibles devant celle du pic.
- qu'après 50 ns, le spectre d'aluminium devient également proportionnel au courant cathodique.

5 - 6 - INTERPRETATION DES MESURES

Les résultats expérimentaux décrits ci-dessus conduisent à plusieurs remarques.

Tout d'abord, l'existence de la pulvérisation cathodique est mise en évidence. Ce fait entraîne d'importantes conséquences relativement à l'énergie des ions positifs bombardant le plan. Il convient de remarquer qu'il n'y a pas de contradiction entre l'existence d'une pulvérisation cathodique et l'abscence d'émissio thermoionique. En effet, Hipple {HIP 26} pensait expliquer la pulvérisation par une évaporation de métal dûe aux températures locales très élevées au point d'impact des ions positifs. Il a été montré depuis que la pulvérisation consiste en la fracture de la couche cristalline superficielle de la cathode cible {COB 58} .

Le seuil de pulvérisation cathodique de l'aluminium est de 13 eV, du cuivre 17 eV {WEH 61} . Parmi les ions bombardant le plan, on doit admettre qu'une fraction de ces ions est d'énergie supérieure à 13 eV, qui est une valeur élevée, impossible sans le

règne au plan d'un champ électrique très intense .

Marode {MAR 72} a montré que la phase "canal" qui suit la phase "dard" de la décharge se comporte de manière similaire à la décharge luminescente à basse pression.Si on établit une telle similitude entre notre région cathodique et la zône cathodique de la décharge luminescente ,il est possible d'évaluer les caractéristiques de notre région cathodique,chute cathodique, longueur de la chute cathodique: 230 V pour l'aluminium (370 V pour le cuivre) et une longueur de 3 à 4µ {COB 58} .En effet, si γ désigne le coefficient d'émission électronique sous l'impact des ions positifs,A et B deux constantes et p la pression :

$$V_{cath} = A \text{ Log } \left(1+ \frac{1}{\gamma} \right)$$

$$D_{cath} = B \frac{\text{Log } \left(1+ \frac{1}{\gamma} \right)}{p}$$

Ce calcul conduit à un rapport E/p de l'ordre de 1000 V/cm/Torr (ordre de grandeur du champ en tête de dard).

Une confirmation de la similitude est celle de la relation qui existe entre l'intensité de la pulvérisation et le courant de décharge,puisqu'on sait qu'une forte chute cathodique correspond à la proportionnalité entre masse de métal arraché et courant cathodique.

Une conséquence importante peut déduite des mesures précédentes.S'il existe,au sein de la décharge,des ions (assez nombreux) d'énergie au moins égale à 17 eV,on peut admettre qu'il existe une quantité non négligeable d'ions d'énergie double.Cette remarque peut amener à reconsidérer les conclusions communément

adoptées quant à la réalité de certains phénomènes d'ionisation au sein de la décharge.Le plan apparait être une importante source d'électrons pour le canal;la transition dard-canal est donc absolument nécessaire à l'établissement ultérieur de l'arc électrique.

CONCLUSION

La réalisation d'un système de mesure électronique ultra-rapide a permis la mise en évidence des conditions de l'influence d'une décharge sur la suivante et l'existence d'une pulvérisation cathodique aussitôt que le dard atteint le plan . Ainsi est apparu le rôle tenu par la cathode dans la séquence dard-canal-arc en tant qu'émettrice d'électrons.De plus,la distribution en énergie des ions formés au sein de la décharge a été complétée dans le domaine des énergies les plus élevées. La théorie du streamer a été confirmée par la mesure de temps de retard extrêmement brefs (0,2 ns) .

La résolution en temps obtenue pour les distributions de retard pourrait être encore améliorée en réduisant à l'extrême les fluctuations de déclenchement du convertisseur temps-amplitude.

L'interprétation des temps de retard a révélé le rôle des mécanismes de transport des ions négatifs dans l'intervalle interélectrodes et l'action des états métastables de l'azote . Il serait intéressant de reprendre les mesures précédentes en faisant varier la distance interélectrodes ou la nature de la cathode ou la forme de l'impulsion de tension appliquée.Enfin,un stade ultérieur de l'expérimentation serait de conduire les mêmes observations en atmosphère contrôlée .

ANNEXES

ANNEXE 1

COMPLEMENTS DE STATISTIQUES UTILISEES DANS L'INTERPRETATION DES TEMPS DE RETARD

Ce chapitre a pour but de préciser deux notions utilisées dans les chapitres 3 et 4,la densité de probabilité de la somme de deux variables aléatoires et le mécanisme du processus de Poisson .

A - Somme de deux variables aléatoires

Soient deux variables aléatoires X et Y prenant des valeurs x et y.S désignera leur somme,soit S=X+Y de valeurs s=x+y.

$$P(s<S<s+ds) = g(s).ds = P(x+y<X+Y<x+dx+y+dy)$$

$$P(s<S<s+ds) = \iint_D f(x,y).dx.dy$$

où D est limité par s et s+ds.

Supposons que X et Y soient deux variables aléatoires indépendantes,on a de plus:

$$f(x,y) = f_x(x).f_y(y)$$

ce qui permet d'écrire:

$$g(s).ds = \iint_D f_x(x).f_y(y).dx.dy = \int_{D'} f_x(x).f_y(s-x).dx\ ds$$

La probabilité de la somme de deux variables aléatoires indépendantes est le produit de convolution des probabilités de chacune de ces variables aléatoires.

B - Processus de Poisson

Ce processus met en jeu une loi de Poisson sur des intervalles disjoints .

Considérons des évènements identiques se succédant dans le temps.Durant un intervalle de temps de durée t,il existe une probabilité $P_k(t)$ d'avoir k évènements successifs,k étant aléatoire.
Nous devons poser les hypothèses suivantes:

--- $P_k(t)$ ne dépend que de la durée t de l'intervalle
--- $P_1(t)$ est de l'ordre de grandeur de dt
--- $P_i(dt)$,pour $i>1$,est infiniment petit d'ordre supérieur
--- Les intervalles de temps sont disjoints et indépendants

On attachera à l'évènement une variable aléatoire X définie par:

--- X=0 à l'instant origine
--- X=Cte. quand l'évènement ne se produit pas
--- X s'accroit d'une unité quand l'évènement se produit

Le hasard intervient donc à chaque instant dans la construction de la variable.

On va rechercher quelle est la forme de $P_k(t)$.
Par hypothèse: $P_1(dt) = \lambda.dt \quad (\lambda>0)$
L'évènement se réalisera k fois exactement dans l'intervalle de durée t+dt si l'évènement se produit:

--- k fois dans l'intervalle t et 0 fois dans dt
--- (k-1) fois dans l'intervalle t et 1 fois dans dt
--- (k-2) fois dans l'intervalle t et 2 fois dans dt
--- etc...

Appliquons les théorèmes des probabilités totales et composées:

$$P_k(t+dt) = P_0(dt).P_k(t)+P_1(dt).P_{k-1}(t)+\dots \qquad (1)$$

On néglige $P_i(dt)$ devant $P_0(dt)$ et $P_1(dt)$ pour $i>1$

$$P_0(dt)+P_1(dt) = 1$$

$$P_0(dt) = 1 - \lambda\ dt$$

L'équation (1) s'écrit alors :

$$P_k(t+dt) - P_k(t) = \lambda\ dt\ (\ P_{k-1}(t) - P_k(t)\ )$$

$$P'_k(t) = \lambda\ (\ P_{k-1}(t) - P_k(t)\ )$$

Application:

---Si k est quelconque, $P_k(t) = \dfrac{(\lambda t)^k}{k!} . e^{-\lambda t}$

ANNEXE 2

LA DISTRIBUTION LOGARITHMICO-NORMALE ET L'EVALUATION DE SES PARAMETRES

Considérons une distribution statistique dont la densité de probabilité s'écrit:

--- $y = \dfrac{1}{\sigma\sqrt{2\Pi}(t-a)} . \exp\{- \dfrac{(Log(t-a)-m)^2}{2\sigma^2}\}$

--- $y = 0$ pour $t<a$

Cette distribution est une loi logarithmico-normale ou lognormale à trois paramètres {AIT 69} .

Etant donnée une distribution statistique expérimentale supposée lognormale,le problème est d'estimer la valeur des trois paramètres a,m et σ.On dispose à cette fin de trois méthodes: la méthode des moments , la méthode des quantiles , la méthode du maximum de vraisemblance .

1 - Méthode des moments

Soient α_1,α_2 & α_3 respectivement les premier,second et troisième moments autour de l'origine de la distribution lognormale.

$$\alpha_1 = \exp\ (m+\frac{\sigma^2}{2})$$

$$\alpha_2 = \exp\ (2m+2\sigma^2)$$

$$\alpha_3 = \exp\ (3m+\frac{9}{2}\sigma^2)$$

La moyenne est alors α_1.

La variance et le moment d'ordre trois autour de la moyenne sont déterminés :

$$\mu_2 = \alpha_2 - \alpha_1^2 = e^{2m+2\sigma^2} - e^{2m+\sigma^2} = \alpha_1^2 \, \eta^2$$

avec $\eta^2 = e^{\sigma^2} - 1$

$$\mu_3 = \alpha_3 - 3\alpha_1\alpha_2 + 2\alpha_1^3$$

$$\mu_3 = \alpha_1^3 \, (\eta^6 + 3 \, \eta^4)$$

Le coefficient d'asymétrie ("skewness") est défini par :

$$\gamma = \frac{\mu_3}{(\sqrt{\mu_2})^3}$$

$$\gamma = \eta^3 + 3\eta \qquad \text{ou} \qquad \eta^3 + 3\eta - \gamma = 0$$

La connaissance du spectre expérimental permet de calculer le coefficient γ, donc de connaître η, racine de l'équation du troisième degré précédemment définie.

On en déduit :

$$a = \alpha_1 - \frac{\sqrt{\mu_2}}{\eta}$$

$$\sigma^2 = \text{Log} \, (1 + \eta^2)$$

$$m = \frac{1}{2} \text{Log} \, \frac{\mu_2}{\eta^2(\eta^2+1)}$$

2 - Méthode des quantiles

Soient ξ_q, ν_q respectivement les quantiles d'ordre q des distributions lognormale et normale réduite. On sait que :

$$\xi_q = e^{m+\nu_q\sigma}+a$$

Or :

$$\nu_{16\%} = -1$$

$$\nu_{50\%} = 0$$

$$\nu_{84\%} = +1$$

On en déduit:

$$\xi_{16\%} = e^{m-\sigma}+a$$

$$\xi_{50\%} = e^{m}+a$$

$$\xi_{84\%} = e^{m+\sigma}+a$$

3 - Méthode du maximum de vraisemblance

Soit un échantillon de taille n consistant en n observations $t_1, t_2, \ldots, t_n$. La fonction de vraisemblance associée à cet échantillon est :

$$P(t_1, t_2, \ldots, t_n) = \frac{1}{\sigma^n (2\Pi)^{n/2} \prod_{i=1}^{n} (x_i - a)} \cdot \exp -\left\{\frac{1}{2\sigma^2} \sum_{1}^{n} (\mathrm{Log}(x_i - a) - m)^2\right\}$$

Les paramètres a, m et σ seront estimés respectivement par :

$$\frac{\partial P}{\partial a} = 0 \ , \ \frac{\partial P}{\partial m} = 0 \ , \ \frac{\partial P}{\partial \sigma} = 0 \ .$$

Cette méthode donne une estimation inexploitable pour a mais permet de retrouver pour m et σ des estimations prévisibles .

$$m = \frac{\mathrm{Log}(\Pi(x_i - a))}{n}$$

$$\sigma^2 = \frac{\Sigma(\mathrm{Log}(x_i - a) - m)^2}{n}$$

BIBLIOGRAPHIE

ACK 68 ACKER F.E. et PENNEY G.W.,1968,J. Appl. Phys.,39,2363-9

AIT 69 AITCHISON J. et BROWN J.A.C.,1969,The Lognormal distribution,Cambridge University Press

AND 58 ANDERSSON N.E.,1958,Arkiv für Fysik,13,399-422

BAD 72 BADALONI S. et GALLIMBERTI I.,1972,Basic data of air discharges,Univers. di Padova

BAS 62 BASS J.,1962,Calcul des Probabilités,Masson,Paris

BER 72 BERGER G. et JOHNSON P.C. et GOLDMAN M.,1972,Proc. IEE Conf. Gas Discharges,Londres

BET 72 BETZLER K. et WELLER T. et CONRADT R.,1972,Rev. Sci. Instr.,42,1594-6

BLA 65 BLAIR D.T.A. et FARISH O.,1965,Proc. VIIth Int. Conf. Phen. Ionized Gases,597-601,Belgrade

BUC 65 BUCHET G. et GOLDMAN A. et GOLDMAN M.,1965,Proc. VIIth Int. Conf. Phen. Ionized Gases,645,Belgrade

BUR 59 BURCH D.S. et SMITH S.J. et BROSCOMB L.M.,1959,Phys. Rev.,114,1952

CHA 62 CHANIN L.M. et PHELPS A.V. et BIONDI M.A.,1962,Phys. Rev.,128,219

COA 72 COATES P.B.,1972,J. Appl. Phys.,5,915-30

COB 58 COBINE J.D.,1958,Gaseous Conductors,Dover,New-York

COE 71 COELHO R. et DEBEAU J.,1971,J. Appl. Phys.,4,1266-80

CRA 70 CRAGGS J.D.,1970,J. Phys. B,3,1724

CRA 71 CRAGGS J.D.,1971,Proc. Xth Int. Conf. Phen. Ionized Gases Invited Papers,59,Oxford

CUR 63 CURRAN R.K.,1963,J. Chem. Phys.,38,2974

DAV 58 DAVIDSON P.M.,1958,Proc. Roy. Soc.,A249,237-47

DAW 65 DAWSON G.A. et WINN W.P.,1965,Z. Phys.,183,159-71

DOL 53 DOLAN W.W.,1953,Phys. Rev.,91,510-1

DON 72 DONOHUE D.E. et STERN R.C.,1972,Rev. Sci. Instr.,43,491-6

DUN 71 DUNNING F.B. et SMITH A.C.H. et STEBBINGS R.F.,1971, J. Appl. Phys.,4,1683-1710

DUS 34 DUSHMAN S.,1934,Elect. Eng.,53,1204

DUT 53 DUTTON J. et HAYDON S.C. et LLEWELLYN-JONES F.,1953,Brit. J. Appl. Phys.,4,170-5

FIS 51 FISHER L.H. et BEDERSON B.,1951,Phys. Rev.,81,109-14

FLE 49 FLETCHER R.C.,1949,Phys. Rev.,76,1501-11

FRO 64 FROMMHOLD L.,1964,Fortsh. Phys.,12,597

GAL 72 GALLIMBERTI I.,1972,Univers. di Padova

GEB 53 GEBALLE R. et HARRISSON M.A.,1953,Phys. Rev.,91,1

HAG 41 HAGSTRUM H.D. et TATE J.T.,1941,Phys. Rev.,59,354

HAR 70 HARTMANN G.,1970,C.R. Acad. Sci. Paris,270,309-12

HAY 65 HAYASHI M. et MIYOSHI Y.,1965,Elec. Engng. Jap.,85,588-96

HAY 72 HAYDON S.C. et WILLIAMS O.M.,1972,J. Appl. Phys.,5,L79-81

HEP 72 HEPWORTH J.K. et KLEWE R.C. et TOZER B.A.,1972,J. Appl. Phys.,5,730-40

HIP 26 HIPPLE A.V.,1926,Ann. d. Physik,81,1043

HIR 70 HIROKAWA K. et GOTO H.,1970,Spectrochim. Acta,25B,419-23

HUT 71 HUTZLER B.,1971,C.R. Acad. Sci. Paris,272,1123-25

HUX 49 HUXLEY L.G. et ZAAZOU A.A.,1949,Proc. Roy. Soc.,A196,402

JOH 72 JOHNSON P.C. et BERGER G. et GOLDMAN M.,1972,Proc. IEE Conf. Gas Discharges,Londres

JOH 72* JOHNSON P.C.,1972,Rapport interne

KIP 39 KIP A.F.,1939,Phys. Rev.,55,549-56

KNO 33 KNOLL M. et OLLENDORFF F. et ROMPE R.,1933,Gasentladungstabellen

KUF 59 KUFFEL E.,1959,Proc. IEE,106C,133

LAU 25 VON LAUE M.,1925,Ann. Physik,76,261

LEC 72 LECUILLER M.,1972,Thèse de 3ème cycle,Orsay

LLE 65 LLEWELLYN-JONES F.,1965,Ionization and breakdown in gases Methuen,Londres

LLE 66 LLEWELLYN-JONES F.,1966,The glow discharge,Methuen, Londres

LOE 35 LOEB L.B.,1935,Phys. Rev.,48,684

LOE 65 LOEB L.B.,1965,Electrical discharges,Berkeley

MAR 68 MARODE E.G. et SULKOWSKI J.,1968,C.R. Acad. Sci. Paris, 267,1199-1202

MAR 69 MARODE E.G. et HARTMANN G.,1969,C.R. Acad. Sci. Paris, 269,748-51

MAR 69* MARODE E.G. et SULKOWSKI J.,1969,C.R. Acad. Sci. Paris, 268,1711-4

MAR 70 MARODE E.G.,1970,Proc. IEE Conf. Gas Discharges,525, Londres

MAR 71 MARODE E.G.,1971,Proc. Xth Int. Conf. Phen. Ionized Gases,158,Oxford

MAR 72 MARODE E.G.,1972,Thèse de doctorat d'état,Univ. Paris VI

MAS 69 MASSEY H.S.W.,1969,Electronic and ionic impact phenomena Clarendon,Oxford

MAS 71 MASSEY H.S.W.,1971,Electron. ionic impact phen.,VOL 3, Clarendon,Oxford

MEE 40 MEEK J.M.,1940,Phys. Rev.,57,722

MEN 54 MENES M. et FISHER L.H.,1954,Phys. Rev.,94,1-6

NAS 66 NASSER E.,1966,J. Appl. Phys.,37,4712-6

OKA 71 OKAZAKI K. et ANDO K. et OKAMOTO K.,1971,Jap. J. Appl. Phys.,10,886-90

OLI 29 OLIPHANT M.L.E.,1929,Proc. Roy. Soc.,A124,228

OLM 65 OLMSTED J. et NEWTON A.S. et STREET K.,1965,J. Chem. Phys 42,2321

PAR 56 PARK J.H. et CONES N.H.,1956,J. Res. Nat. Standards,56, 207

RAE 41 RAETHER H.,1941,Zeit. Phys.,117,375

RAP 65 RAPP D. et ENGLANDER-GOLDEN P.,1965,J. Chem. Phys.,43, 1464

STA 69 SAINT-ARNAUD R.,1969,Proc. IXth Int. Conf. Phen. Ionized Gases,290,Bucarest

SCH 53 SCHONLAND B.F.J.,1953,Atmospheric Electricity,Methuen, Londres

SUZ 71 SUZUKI T.,1971,J. Appl. Phys.,42,3766-77

TAG 69 TAGASHIRA H. et SAKAMOTO S.,1969,Brit. J. Appl. Phys., 2,1193-1201

TAT 67 TATTITSCHEF I.,1967,Thèse de doctorat d'état,Paris

TOW 12 TOWNSEND J.S. et TIZARD H.T.,1912,Proc. Roy. Soc.,A87, 357

VON 65 VON ENGEL A.,1965,Ionized Gases,Clarendon,Oxford

WAT 64 WATERS R.T. et JONES R.E.,1964,Phil. Trans. Roy. Soc., A256,185-234

WAT 68 WATERS R.T. et RICKARD T.E.S.,1968,Proc. Roy. Soc.,A304, 187-210

WAY 69 WAYNE R.P.,1969,Adv. in Photochem.,7,311

WEH 61 WEHNER K.G.,1961,Proc. Vth Int. Conf. Phen. Ionized Gases,1142-56,Vienne